LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

V. — ÉLECTRICITÉ ET MAGNÉTISME.

ÉLECTROMAGNÉTISME.

Remarques au travail « Ondes électriques dans un milieu stratifié » *Ann. Physik*, 1939, **35**, 385; K. Rawer (*Ann. Physik*, 1942, **42**, 294-296).

Remarques au travail de O. Schrievers : « Assimilation de la théorie de la réflexion et la réfraction électromagnétique, aux phénomènes physiques » *Ann. Physik*, 1941, **40**, 448; Lettowsky F. (*Ann. Physik*, 1942, **42**, 63-64).

Grandeurs et unités électromagnétiques; Martinez J. P. et Sommerfeld A. (*Physik. Z.*, 1942, **43**, 22-24). — Considérations sur le champ, l'induction, etc. — E. Darmois.

OSCILLATIONS ET ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES.

Mesures d'absorption sur des liquides biologiques (sang) dans le domaine de 50 à 100 cm de longueur d'onde; Gsell G. (*Physik. Z.*, 1942, **43**, 101-107). — Le sang (de mouton) est défibriné. On opère avec des fils de Lecher, au bout desquels se trouve le liquide d'expérience. On compare le déréglage avec celui apporté par un mélange dioxane-solution aqueuse de ClK; on déduit de la comparaison la conductibilité du sang en haute fréquence. Aucune singularité n'est révélée par rapport au mélange étalon. — E. Darmois.

Dispersion des ondes ultracourtes dans les liquides polaires à plusieurs temps de relaxation; Klages G. (*Physik. Z.*, 1942, **43**, 151-166). — Les ondes sont produites avec deux installations à magnétron donnant 8-18 et 36-150 cm; l'émetteur est couplé assez lâchement au système de mesure constitué par deux fils de Lecher. Le condensateur de mesure est une bouteille sphérique de 0,6 cm de rayon avec deux électrodes de platine distantes de 2 mm .On trace des courbes de résonance avec un détecteur silicium-tungstène. Les liquides étudiés sont choisis de telle sorte que, d'après la forme de la molécule, l'emplacement du dipôle, l'existence d'un groupe polaire tournant, il y ait plusieurs temps de relaxation. Sont ainsi étudiés : *m.* chlorodiphényle chlorures d'octyle, de décyle, de lauryle, de cétyle, mélanges de chlorure de cétyle avec de l'huile de paraffine et du benzène.

Les formes des courbes de dispersion obtenues sont comparées à celles qui résultent de la théorie de Debye; elles s'en écartent systématiquement; l'accord est au contraire convenable avec les formules de F. Perrin et de Budo. Pour les grandes molécules linéaires, le parallélisme des chaînes gêne la rotation autour de l'axe et les grands temps de relaxation n'interviennent pas; on les voit reparaître dans les mélanges. — E. Darmois.

Sur la sensibilité d'un bolomètre à haute résistance; Bauer G. (*Physik. Z.*, 1942, **43**, 301-312). — Jusqu'ici on a employé dans les bolomètres des feuilles métalliques; il serait peut-être intéressant d'utiliser des conducteurs à plus haut coefficient de température, par exemple des semi-conducteurs. On traite par le calcul le problème d'un tel bolomètre, employé avec un amplificateur, dans les deux cas où la résistance en série avec le récepteur est ou non variable avec T. Pour un des montages la sensibilité est indépendante du signe du coefficient de température, pour l'autre les métaux (coeff. positif) conviennent mieux que les semi-conducteurs.

On étudie pour le cas favorable l'influence des diverses perturbations : fluctuations de température du récepteur, fluctuations de courant dans le circuit

19

bolomètre-entrée de l'ampli, perturbations dans le premier étage de l'amplificateur; seules les fluctuations de courant ont de l'importance et pratiquement le nouveau bolomètre doit être plus facile à manipuler que celui à galvanomètre.

La discussion montre que les coefficients de T à employer doivent être de l'ordre de 10 fois ceux des métaux; la sensibilité est aussi 10 fois celle d'un bolomètre à lames de métal.

E. Darmois.

ÉLECTROTECHNIQUE.

Effets de filtre produits par des transformateurs dans un réseau triphasé; Parodi M. et Raymond F. (*Rev. gén. Élect.*, 1943, **52**, 154-158). — Les auteurs étudient les propriétés de réseaux triphasés schématiques en tant que filtres de fréquence, et montrent en particulier que de tels systèmes peuvent permettre de séparer les oscillations homopolaires et les oscillations polyphasées des forces électromotrices appliquées.

Autotransformateurs à grande inductance pour le réglage de la tension et l'interconnexion des réseaux; Dessarzin R. (*Rev. gén. Élect.*, 1943, **52**, 145-154). — L'auteur met en évidence les avantages que l'on peut tirer des autotransformateurs, tant pour le réglage de la tension que dans l'interconnexion des réseaux; il montre ensuite comment, grâce à un couplage particulier de ses enroulements, cet appareil peut satisfaire, dans la même mesure que le transformateur à circuits séparés, aux nécessités d'une exploitation de jour en jour plus sévère.

Ignitrons pour industrie de transport; Cox J. H. et Jones G. F. (*J. Elect. Eng.*, 1939, **58**, 618-624). — Description du nouveau redresseur à vapeur de Hg à rendement élevé conçu par Stepiau et Ludwig. La tache cathodique est amorcée grâce au gradient de potentiel élevé créé à l'endroit où une électrode ou un matériau très résistant immerge dans la cathode en mercure. Ce redresseur est constitué par des récipients monoanodiques avec chacun une cathode indépendante. Ces récipients se trouvent dans le même circuit de pompage.

M. Raoult.

ÉLECTRONIQUE.

Observations sur l'émission électronique secondaire des non-conducteurs; Geyer K. H. (*Ann. Physik*, 1942, **42**, 241-253). — Mesure des émissions électroniques secondaires des oxydes alcalino-terreux, du Al_2O_3 et des verres. Elles augmentent du double par l'introduction de petites quantités de métaux. Étude de la variation de l'émission en fonction de l'épaisseur d'une couche évaporée; pour des faibles épaisseurs on obtient des maxima d'émission dus à des électrons provenant du support métallique.

H. Cabrera.

Étude sur les compteurs de photons; Chastel R. (*Cahiers de Physique*, 1943, 49-56, n° **15**). — Le tube photosensible utilisé comportant une fenêtre de quartz et deux rodages permettant le déplacement et la modification des électrodes. Les électrodes utilisées étaient de deux types. Celles du premier type constituaient un condensateur plan. Dans les électrodes du deuxième type, on a tenté d'accroître l'absorption du rayonnement à l'aide d'une cathode cylindrique munie d'une fente latérale, cette cathode était axée sur un fil servant d'anode. Les courbes caractéristiques ont montré l'influence favorable de l'homogénéité du champ. Ces compteurs ont manifesté une grande sensibilité pour la radiation 2537 Å et ont permis de déceler l'émission de photons ultraviolets par l'oxydation lente du phosphore à l'air humide.

Sur la connaissance du processus primaire dans l'émission électronique secondaire; Geyer K. H. (*Ann. Physik*, 1943, **42**, 337-347). — Analyse des courbes d'émission secondaire relative δ (nombre d'électrons secondaires émis, nombre d'électrons primaires) en fonction de la vitesse U des électrons primaires. La dérivée de cette courbe pour $U = 0$ semble caractéristique du métal (en particulier du quantum fondamental n des électrons de valence de l'atome), indépendamment de l'état de sa surface. L'auteur reprend une idée de Lennard (1925) qui prenait comme processus élémentaire l'interaction électron primaire → atome métallique, ce dernier émettant ensuite un électron secondaire; d'après les théories modernes, les électrons de conductibilité dans un métal n'appartenant pas à un atome particulier, le processus élémentaire est directement électron primaire → électron de conductibilité.

N. Cabrera.

Sur l'émission secondaire de couches d'antimoine déposées par vaporisation; Görlich P. (*Physik. Z.*, 1942, **43**, 121-123). — Depuis que l'auteur a indiqué l'emploi de couches Cs — Sb, on a étudié les propriétés photoélectriques et l'émission secondaire de telles couches et plus généralement celle de Sb déposé sur divers supports. Les résultats sont assez variables. L'auteur reprend l'étude de l'émission secondaire de Sb sur les supports suivants : Ag, Al, Cu, Pt, Zn, Sn, Pb, Ni, W, Mo. On montre que le coefficient d'émission secondaire dépend de l'épaisseur de la couche de Sb et du support. C'est seulement pour des couches de l'ordre de 380 mμ que le coefficient d'émission prend une valeur constante et indépendante du support. L'antimoine déposé est amorphe pour certaines épaisseurs, cristallin pour d'autres; il n'a pas été possible jusqu'ici de dire pour quelle modification l'émission secondaire est maximum.

E. Darmois.

Remarque sur la création du microscope électronique; Matthias A. (*Physik. Z.*, 1942, **43**, 129-130). — Revue des publications de 1931 à 1937; contrairement à l'opinion accréditée par quelques

19

firmes industrielles, le microscope électronique résulte en grande partie des travaux effectués dans les laboratoires de la Technische Hochschule de Berlin par Ruska, Knoll, von Borries, Krause, etc.

E. DARMOIS.

Sur les rapports d'intensité dans le supermicroscope. I. Le noircissement des plaques photographiques par les rayons électroniques; BORRIES B. von (*Physik. Z.*, 1942, **43**, 190-204). — Pour 11 émulsions, on étudie le noircissement en fonction de la densité électronique incidente, entre les voltages 12,8 et 220 kV; pour 5 autres émulsions, on emploie les deux voltages 18 et 70 kV. Les photos sont faites avec le microscope électronique Siemens; on prend les précautions habituelles pour le développement. Les temps de pose varient de 1 à 256 sec; sur la même plaque on produit 8 noircissements différents. La densité électronique incidente est mesurée au galvanomètre; le noircissement au densographe Zeiss-Ikon. Les résultats sont reproduits en courbes et tables; on les transpose ensuite en fonction des watts dépensés pour obtenir une certaine exposition. On compare les résultats obtenus avec ceux que donne la lumière. Il faut une énergie beaucoup plus grande pour le cas des électrons. Exemple : pour deux émissions comparables, avec $\lambda = 436$ mμ il faut $2,1 . 10^{-9}$ W/cm²; avec les électrons de 60 kV, il faut $40 . 10^{-9}$. Quand on représente, en fonction des tensions d'accélération, la densité d'énergie nécessaire pour obtenir un noircissement donné, on trouve un minimum net vers 50 kV; cette tension optimum dépend de la charge superficielle en émulsion; elle se produit quand la portée pratique des électrons est égale au poids de la couche sensible en g/cm².

On a recherché l'influence du rayonnement X produit dans la couche sensible par les électrons; elle est de peu d'importance. D'autre part, en interposant avant la plaque des lames métalliques, on relève l'action des électrons (reproductions).

E. DARMOIS.

Anomalies dynamiques dans les interférences d'électrons; KOSSEL W. et MOLLENSTEDT G. (*Ann. Physik*, 1942, **42**, 287-293).

Développements concernant le microscope électronique universel; ARDENNE M. von (*Z. Physik*, 1942, **43**, 11-15). — Description de diverses améliorations : porte-objet, nouvel objectif magnétique de 0,9 mm, objectif électrostatique, chambre chauffable. On donne des détails sur la prise de diverses vues, sur celles de diagrammes de diffraction. Reproductions concernant des cristaux, des transformations chimiques, des diagrammes de diffraction du mica et de Al_2O_3. — E. DARMOIS.

Sur la formation d'images électroniques avec symétrie de rotation perturbée; GLASER W. (*Z. Physik*, 1943, **120**, 1-15). — Pratiquement le pouvoir séparateur obtenu avec le microscope électronique à transmission est inférieur de 2 à 3 puissances de 10 à celui calculé dans l'hypothèse de lentilles parfaites. L'évaluation des aberrations de diffraction et d'ouverture donne à peu près le facteur 4; il doit donc subsister une cause importante de dépréciation. L'auteur la cherche dans le fait que, par construction ou autrement, les champs n'ont pas la symétrie de révolution. En admettant que le champ conserve deux plans de symétrie rectangulaires, on calcule l'astigmatisme axial et, pour une certaine forme de champ magnétique, on obtient numériquement le rayon du cercle de moindre diffusion. — E. DARMOIS.

Sur l'hypermicroscope d'émission électrostatique; MECKLENBURG W. (*Z. Physik*, 1943, **120**, 21-30). — On décrit un microscope électrostatique à deux étages. La cathode est plane à chauffage indirect; l'objectif est à immersion; avec un potentiel d'accélération de 20 kV, le champ est environ 40 kV:cm le grossissement objectif est 100-120. Les lentilles de projection sont celles habituellement employées. Le pouvoir séparateur est au moins 40 mμ. Des reproductions montrent diverses cathodes d'émission recouvertes d'une pâte Ba-Sr et plus ou moins épaisses.

E. DARMOIS.

ÉLECTRICITÉ DANS LES GAZ. IONISATION. DÉCHARGES.

Prises de vues d'avalanches électroniques dans la chambre de Wilson; RIEMANN W. (*Z. Physik*, 1943, **120**, 16-20). — L'appareillage a été décrit antérieurement par Raether (*Ibid.*, 1937, **107**, 31); on y apporte quelques modifications. Au lieu d'une lampe à arc avec réflecteur, on utilise pour l'éclairage un tube à électrodes d'aluminium; il est rempli d'argon sous 130 Torr; on y décharge un condensateur de 5 μF sous 10 kV. La chambre est éclairée en lumière à peu près parallèle. On photographie à 120° de la direction d'éclairage (chambre hexagonale). Des modifications sont apportées aussi au dispositif de déclenchement des avalanches. Le remplissage de la chambre est fait avec un mélange 1/1 d'eau et de méthanol, qui donne des gouttes plus grosses sous une sursaturation moindre que le mélange eau-éthanol. Reproductions de photographies.

E. DARMOIS.

Sur la portée pratique des électrons secondaires du rayonnement X analogue à celui du radium; HESZ B. et JAEGER R. (*Physik. Z.*, 1942, **43**, 117-120). — Quand on veut mesurer en « Röntgen » l'ionisation d'un rayonnement à très courte longueur d'onde, l'épaisseur de la chambre d'ionisation joue un rôle. Pour les longueurs d'onde importantes, l'absorption de la paroi de la chambre doit être prise en considération. Au contraire, pour les longueurs d'onde plus courtes, l'influence des électrons secondaires émis par cette paroi devient de plus en plus importante; c'est le cas particulièrement pour les rayons γ. Les conditions à remplir pour la mesure sont connues depuis les mesures de Ève (1911-1914). Le maximum du courant d'ionisation est atteint quand la portée maximum des électrons diffusés correspond à l'épaisseur de la paroi, c'est-à-dire quand tous les électrons diffusés sont utilisés. On doit trouver un effet du

même genre dans la mesure du rayonnement X très dur; inversement de cette mesure on peut tirer la portée maximum des électrons.

L'auteur opère avec une installation de rayons X à un million de volts; les longueurs d'onde vont de 12,3 à 25 UX; de la valeur de saturation du courant on tire la portée maximum des électrons de recul et on la compare à celle pour le radium C. Celle-ci est encore nettement plus grande; on explique ce résultat par la distribution spectrale (selon Thibaud). Deux courbes donnent les portées des électrons rapides et de recul en fonction de la longueur d'onde primaire; on compare ces valeurs à celles déduites de la théorie de Klein-Nishina; l'accord est convenable. En pratique, on déduit du travail que, pour des rayons X jusqu'à 10^6 V, il faut une paroi de 1,5 à 2 mm de graphite, condition mal réalisée dans les chambres actuelles. — E. Darmois.

Mesures d'ionisation dans l'hélium et le néon; Eschner A. (*Wien Ber.*, 1941, **150**, 174-192). — Il est connu que des ions positifs, collectés sur une électrode négative, peuvent libérer des électrons si le champ électrique est suffisant. Ceci donne donc une augmentation apparente du courant dû aux ions. L'auteur recherche ici si un tel effet secondaire se manifeste dans les gaz rares légers, He et Ne, qui ont un potentiel d'ionisation élevée. La chambre d'ionisation possède à cet effet une grille supplémentaire disposée devant l'électrode et devant collecter les électrons secondaires. Aucun effet supérieur aux erreurs expérimentales n'a pu être décelé. L'azote a été utilisé comme gaz de référence. L'appareil ayant été étalonné de façon absolue, l'auteur trouve pour les rayons α de P_0 les nombres de paires d'ions formés suivants : Ne 142 500, He 173 300, Ne 177 800. Walen.

Une source avec anode cylindrique pour rayons positifs; Schmitthenner F. (*Ann. Physik*, 1942, **42**, 273-286).

Sur une source d'ions avec monochromateur à masses pour un générateur à neutrons; Ardenne M. von (*Physik. Z.*, 1942, **43**, 91-101). — La source est du type Finkelstein (*Phys. Rev.*, 1940, **11**, 94) suivant une modification due à Heil, le champ magnétique et l'oscillation des ions sont perpendiculaires à la direction de succion. Mesures sur H_2, usage avec D_2. La source livrant des ions atomiques et moléculaires, on se débarrasse des ions lourds avec le monochromateur. L'appareil comprend aussi une écluse à vide pour les remplacements nécessaires; elle évite la consommation de D_2. — E. Darmois.

Tubes à gaz à cathode froide; Ingram S. B. (*J. Elect. Eng.*, 1939, **58**, 342-347). — C'est un tube à gaz rare sous la pression de 40 mm de mercure avec une cathode de nickel recouverte de baryum et strontium par réduction des oxydes par bombardement à l'aide d'ions positifs.

Une anode auxiliaire permet de déclencher la décharge, d'où l'utilisation comme relais, thyratron, régulateur de tension, compteur, etc. — M. Raoult.

Sur la signification du principe du minimum de Steenbeck; Rompe R. et Weizel W. (*Z. Physik*, 1943, **120**, 31-46). — Steenbeck (*Phys. Z.*, 1932, **33**, 809) a posé le postulat suivant : le canal de décharge d'un arc doit avoir un diamètre tel que, à courant constant, la tension aux bornes soit aussi faible que possible. Les auteurs cherchent si ce principe a une valeur théorique générale ou s'il représente une règle empirique. On discute d'abord sans calculs les conditions thermiques et électriques radiales dans l'arc et l'on montre que celui-ci a tendance à se raccourcir, à se rectifier par exemple s'il a des coudes; ce résultat général est d'accord avec le principe du minimum. On conduit ensuite la discussion par le calcul; celui-ci montre que le principe n'est valable que si la conductibilité est seulement fonction des coordonnées d'espace; il est vrai par exemple si le conducteur obéit à la loi d'Ohm. Il n'est plus exact si la conductibilité dépend de la température. L'équation différentielle établie par Heller (1935) et Ellenbaas (1936) représente bien les conditions dans l'arc; or, quand la conductibilité est fonction de T, on obtient une équation différentielle du 2e ordre qui ne coïncide pas avec celle de H — E. Le principe de Steenbeck est donc empirique; il peut cependant rendre des services quand les conditions de fonctionnement sont trop compliquées. — E. Darmois.

Sur les courbes caractéristiques d'un arc contrôlé dans le vide; Schöls G. (*Ann. Physik*, 1943, **42**, 477-486). — Mesures des courbes caractéristiques d'un arc de Hg à basse pression; ces courbes sont

$$U_a - J_a(U_g = \text{const.}); \qquad U_a - U_g(J_a = \text{const.})$$

et

$$J_a - U_g(U_a = \text{const.}),$$

où J_a est le courant d'anode, U_a la tension aux électrodes et U_g la tension de grille. De ces courbes l'auteur calcule les caractéristiques suivantes : résistance interne $R_i = \left[\frac{\partial U_a}{\partial J_a}\right]_{U_g}$, passage $D = -\left[\frac{\partial U_g}{\partial U_a}\right]_{J_a}$, et pente $S = \left[\frac{\partial J_a}{\partial U_g}\right]_{U_a}$, analogiquement aux caractéristiques des tubes à vide élevé, et les représente en fonction de J_a avec U_a et U_g comme paramètres. Finalement l'auteur vérifie la relation de Barkhausen $R_i . S . D = 1$, pour diverses conditions de travail. N. Cabrera.

VI. — OPTIQUE.

OPTIQUE GÉOMÉTRIQUE.

Étude sur les facteurs de réflexion et de transmission de lames très minces obtenues par projection cathodique à partir d'une cathode de chrome; Rouard P. et Perrot M. (*Cahiers de Physique*, 1943, 31-40, n° **13**). — On a préparé, par projections cathodiques, des lames très minces

de « chrome » dont l'indice de réfraction est voisin de 2, tandis que l'indice d'extinction est pratiquement nul. L'étude, en fonction de l'épaisseur, des facteurs de réflexion et de transmission de ces lames a mis en évidence l'existence de maxima et de minima dus à des phénomènes d'interférence. Par un choix convenable de l'épaisseur on a pu obtenir des lames transparentes dont le facteur de réflexion côté air, R, est voisin de 25 pour 100. Cette propriété intéressante paraît susceptible d'un certain nombre d'applications.

Sur la diminution de la réflexion sur les verres d'optique; Smakula A. (*Physik. Z.*, 1942, **43**, 217-222). — Après avoir rappelé les divers inconvénients des réflexions aux interfaces, l'auteur fait la théorie des divers procédés proposés pour diminuer ou supprimer les réflexions. On traite successivement les cas suivants : couches épaisses homogènes, couches épaisses non homogènes, couches minces homogènes, couches minces non homogènes, couches multiples. Pour les couches épaisses homogènes, on prévoit une diminution de moitié des pertes par emploi d'une substance d'indice $\sqrt{n}$; Pour des couches d'épaisseur comparable à λ, on peut supprimer la réflexion en satisfaisant aux deux conditions $n' = \sqrt{n}$ et $n' d' = (2m + 1) \lambda/4$ avec m entier. Pour une seule substance non homogène, il faut une variation continue et lente de n. Avec des couches minces non homogènes, on trouve deux possibilités de suppression de la réflexion.

On donne ensuite les seuls procédés pratiquement employés : par soustraction chimique des constituants lourds du verre, par addition physique de couches de matière vaporisée. Les avantages de ces modifications sont indiqués; en particulier la clarté et les contrastes sont augmentés. — E. Darmois.

Sur la transparence optique du verre de quartz; Schraub A. (*Physik. Z.*, 1942, **43**, 64-69). — On rappelle les mesures antérieures concernant le verre de silice, en particulier celles de Tsukamoto (1927). L'auteur a repris de nouvelles mesures, partie avec une cellule photoélectrique, partie par photométrie photographique. Son verre de quartz absorbe déjà nettement pour 2600 Å, en produisant une fluorescence violette et ultraviolette. Il est donc exclu de penser à une utilisation de ce verre pour la construction de grosses pièces optiques telles que lentilles et prismes. — E. Darmois.

Recherches sur l'astigmatisme des monochromateurs à miroirs; Dühmke M. (*Physik. Z.*, 1942, **43**, 33-42). — Dans les monochromateurs récents, on a pris l'habitude d'échanger les prismes de verre, quartz, sel gemme et bromure de potassium, pour étudier des domaines spectraux différents. Cela oblige à employer une optique à miroirs et ces miroirs travaillent assez en dehors de l'axe. On recherche les conditions essentielles pour obtenir une bonne image de la fente dans un monochromateur double.

Czerny et Turner (*Z. Physik*, 1930, **61**, 792; cf. **1**, 906 **D**.) ont recherché la disposition à donner aux miroirs pour obtenir une compensation des erreurs concernant la largeur de la fente. L'auteur a repris leurs recherches; il les confirme et les complète en faisant varier le rapport d'ouverture et à l'aide d'images de fentes inclinées. Le dispositif reconnu comme bon par Czerny-Turner exige que le trajet à lumière parallèle soit aussi court que possible. Pour étudier l'astigmatisme indépendamment des aberrations de sphéricité, on a fait beaucoup de photos avec la fente ou la plaque dans le voisinage du centre de courbure du miroir.

Les études théoriques ont été vérifiées sur des modèles; six planches contiennent les divers résultats. Ceux-ci concernent, non seulement une seule installation selon C-T, mais aussi deux installations se faisant suite. — E. Darmois.

Le développement du spectroscope à prismes depuis Kirchhoff et Bunsen; Hansen G. (*Physik. Z.*, 1942, **43**, 213-217). — Historique où l'on s'attache surtout au dispositif mécanique permettant l'entraînement des prismes et de la lunette ou de la chambre photographique. Les spectroscopes à plusieurs prismes, malgré les prédictions, sont de plus en plus employés dans l'analyse spectrochimique des métaux et l'on peut atteindre pratiquement le pouvoir de résolution théorique. — E. Darmois.

Théorie de la méthode d'observation des fentes croisées; Svensson H. (*Koll. Z.*, 1940, **90**, 141-156). — L'auteur expose une théorie mathématique de la méthode d'observation des fentes croisées qui permet la détermination des gradients de concentration et qui a été utilisée en particulier pour les mesures d'électrophorèse. Il donne cinq montages différents de l'optique de l'appareil et des cellules photoélectriques enregistreuses et discute pour les cinq l'exactitude des valeurs obtenues pour la concentration. Calcul de l'erreur systématique provenant de la courbure des rayons lumineux dans la cellule et de l'emploi de lumière convergente et correction au moyen de lentilles appropriées. Discussion des avantages et des inconvénients de chaque montage.

OPTIQUE PHYSIQUE.

Sur les franges de superposition de deux étalons optiques à lames parallèles; Cabrera N. et Terrien J. (*Rev. Optique*, 1942, **20**, 35-46). — Discussion de tous les types possibles de franges de superposition. Si les conditions expérimentales le permettaient, on pourrait observer toute la gamme des coniques, depuis une droite correspondant à l'ordre d'interférence zéro, jusqu'à un point correspondant à l'ordre maximum, en passant par des hyperboles, une parabole et des ellipses. Lorsque la différence d'épaisseur est assez grande, on peut observer facilement les ellipses, très arrondies, proche de l'ordre maximum; tandis que, si elle est petite, on observe les hyperboles, pratiquement rectilignes, proches de l'ordre zéro. Les auteurs étudient le comportement de ces deux types de figures

d'interférences lorsqu'on change, soit l'angle entre les étalons, soit l'épaisseur de l'un d'eux, ceci en vue d'en tirer quelques propriétés intéressantes susceptibles d'application pratique à des réglages et à la mesure des étalons.

Sur la localisation des franges de Fizeau pour une grande différence de marche; HANSEN G. (*Physik. Z.*, 1942, **43**, 15-16). — La visibilité des franges d'un coin dépend de l'emplacement et de la grandeur du diaphragme de l'appareil d'observation (Exner, 1881). On reprend l'étude de cette question et l'on démontre par deux procédés différents une formule qui lie le diamètre du diaphragme, la distance focale de la lentille, la longueur d'onde et l'épaisseur moyenne du coin. L'emplacement des franges apparaît indéterminé, d'une quantité qui est de l'ordre de l'épaisseur du coin. — E. DARMOIS.

Démonstration simplifiée de la formule pour les phénomènes de diffraction de Fraunhofer; SCHEFFERS H. (*Ann. Physik*, 1942, **42**, 211-215).

Détermination des propriétés optiques des distances opaques à l'aide du microscope métallographique polarisant: CAPDECOMME L. et ORCEL J. (*Rev. Optique*, 1942, **20**, 47-114).

Analyse de la forme des courbes de double réfraction; FREY-WISSLING A. (*Koll. Z.*, 1940, **90**, 33-40). — Les courbes de double réfraction sont des hyperboles; l'auteur établit les rapports existant entre la direction des axes et l'angle d'ouverture des hyperboles d'une part et la nature des liquides étudiés (homéo ou hétéropolaires).

Mesure de la double réfraction d'écoulement lors de grandes doubles réfractions dues à l'appareil; FREY-WISSLING A. et WEBER E. (*Helv. Chim. Acta*, 1941, **24**, 278-288). — Le premier appareil décrit par Signer pour la mesure de la double réfraction a une double réfraction propre très faible. Le nouvel appareil utilisé, comportant des surfaces cylindriques en acier chromé donne des effets propres de double réfraction très importantes, mais il suffit de mettre au point un procédé de soustraction adéquat pour avoir des mesures beaucoup plus exactes que dans le premier cas. Discussion de la légitimité d'une telle méthode.

RAYONNEMENT. LUMINESCENCE.

Étude quantitative de la cristalloluminescence ultraviolette du chlorure de sodium; RACZ C. (*J. Chim. Phys.*, 1943, **40**, 5-16). — L'influence de divers facteurs sur la luminescence, l'agitation, la température et la présence des cristaux NaCl diminuent le nombre total de photons émis, qui présente un maximum en fonction de la sursaturation. La présence des cristaux de NaCl fraîchement précipités augmente la luminescence ainsi qu'une irradiation infrarouge. Le spectre est formé d'une bande continue entre 2400 et 4500 Å. Le rendement quantique absolu est de l'ordre de 10^{-10}.

Sur la destruction de la phosphorescence des mélanges luminescents ZnS-Cu; BECKER A. et SCHAPER I. (*Ann. Physik*, 1942, **42**, 297-336). — Étude importante faite à l'institut Philipp Lenard de l'Université de Heidelberg. On mesure l'intensité de la luminescence, dans la bande verte, de diverses préparations phosphorescentes au ZnS-Cu; les propriétés luminescentes sont progressivement détruites sous l'influence des rayons α, de la lumière ou de la pression; on étudie en détail ces phénomènes de destruction.

L'action destructrice des rayons α sur des préparations contenant une forte proportion d'émanation est déterminée, d'une façon continue pendant de longues périodes, par la mesure de la radioluminescence, de la photoluminescence et de l'extinction (extinction par la lumière rouge et infrarouge).

Pour la variation de la radioluminescence dans le temps causée par la variation de l'irradiation radioactive excitatrice, on donne une formule calculée, qui est comparée aux données anciennes de Rutherford.

Cette formule théorique donne une description satisfaisante des résultats observés, d'où l'on conclut que l'intensité de la luminescence excitée par les rayons α est proportionnelle à l'intensité du rayonnement α et à la densité des centres luminescents dans la préparation.

La vitesse de destruction, dans des conditions semblables, est du même ordre de grandeur pour toutes les préparations ZnS-Cu, mais il subsiste de petites différences entre les divers échantillons.

La destruction progressive de la photoluminescence a été étudiée sur la lumière totale de luminescence qui est émise pendant l'excitation ultraviolette. Cette destruction se produit à un degré moindre que celle de la radioluminescence; le rapport des intensités de ces deux modes de luminescence varie donc notablement avec le vieillissement, et cela au profit de la photoluminescence. D'autre part, d'après des recherches plus anciennes (Streck), la lumière persistante (après cessation de l'excitation) s'affaiblit fortement dans les mêmes conditions, d'où l'on doit encore conclure à une action destructrice plus marquée des rayons α sur les gros centres, dont la phosphorescence est de longue durée.

On a repris systématiquement l'étude de l'extinction par la lumière de grande longueur d'onde, extinction de plus en plus efficace à mesure que progresse la destruction. Elle se produit sans retard appréciable, sous l'influence des radiations rouges et infrarouges même lointaines, et peut annihiler complètement l'effet de l'excitation lorsque la préparation est déjà fortement vieillie. Seule la photoluminescence est ainsi éteinte, la radioluminescence par rayons α n'est guère affectée par l'irradiation infrarouge de la préparation.

On a étudié le degré d'extinction et ses variations, avec l'intensité de la lumière excitatrice, et l'intensité de la lumière éteignante. L'accroissement du degré d'extinction est particulièrement rapide pour une

irradiation rouge faible d'intensité croissante, et d'autant plus rapide que la destruction des centres phosphorescents est plus avancée. Ce phénomène d'extinction est par là particulièrement approprié à la mise en évidence et la mesure de très faibles rayonnements infrarouges. La finesse de cette méthode peut être rendue considérablement plus grande que les procédés purement optiques avec méthodes électriques.

On n'a pu mettre en évidence aucune influence sensible de l'humidité sur la destruction de la luminescence.

L'étude de l'influence de la température sur la destruction par les rayons α conduit à des résultats remarquables. Par chauffage à quelques centaines de degrés, on arrive à arrêter entièrement toute destruction, tant de la radioluminescence que de la photoluminescence; on arrête en même temps l'accroissement de l'extinction par le rouge et l'infrarouge. Le chauffage peut produire des changements des matières inactives de la préparation, mais on peut en éviter les inconvénients par une préparation ou un traitement préalable appropriés.

Les rayons β et γ des préparations radioactives, même très intenses, paraissent n'avoir aucune influence destructrice sensible sur la luminescence.

Si l'on compare les phénomènes qui accompagnent la destruction par les rayons α d'une part, et d'autre part les conséquences de la destruction par la lumière et par la pression, on est amené à conclure que le mécanisme intime de la destruction est différent dans les trois cas. Ainsi l'extinction de la luminescence par le rouge et l'infrarouge est de plus en plus marquée à mesure que l'action destructrice des rayons α ou de la pression se poursuit, tandis qu'elle s'atténue au contraire quand la destruction est produite par la lumière. De plus, l'action de la température n'est pas la même; autre différence encore : les préparations luminescentes vieillies par les rayons α, avec l'accroissement du pouvoir d'extinction par l'infrarouge, sont beaucoup plus favorables à l'emploi pour la détection de l'infrarouge avec assez forte intensité d'excitation, que ne le sont les préparations affaiblies par la pression. L'hypothèse selon laquelle l'action de particules α serait une action de pression due à l'énergie cinétique communiquée par ces particules ne correspond donc pas aux faits. D'autre part la libération de zinc métallique sous l'action des rayons α et de la lumière devra être étudiée plus avant si l'on veut arriver à comprendre les différences dans la variation progressive de la faculté d'extinction par le rouge et l'infrarouge.

J. Terrien.

Sur la destruction de la phosphorescence. II; Becker A. et Schaper I. (*Ann. Physik*, 1943, **42**, 487-500). — Complément au travail antérieur publié sous le même titre, comportant une nouvelle étude de la destruction de la phosphorescence par les particules α; les résultats n'ont pas seulement un intérêt pratique, mais apportent des données nouvelles sur le mécanisme de l'émission lumineuse et la structure des centres de phosphorescence.

On a suivi la destruction, sous l'influence des rayons α, de la phosphorescence de diverses préparations de ZnS-Cu excitée par ces mêmes rayons α, avec des concentrations en émanation comprises entre 2 et 28 mg de Ra-équivalent par gramme, et en outre avec des préparations à 0,025-0,1 mg de radium par gramme.

Pour des concentrations modérées (10 mg de Ra-équivalent par gramme), l'intensité de la radioluminescence est proportionnelle à l'intensité du rayonnement α. Pour des concentrations plus fortes, l'excitation par les rayons α reste inférieure à ce qu'impliquerait la proportionnalité.

La vitesse de destruction de la radioluminescence n'est pas exactement proportionnelle à la densité des rayons α et à celle des centres luminescents, surtout aux premières phases de cette action.

La photoluminescence excitée par l'ultraviolet, mesurée par la lumière totale émise pendant l'excitation, est proportionnelle à l'éclairement excitateur et indépendante de la radioluminescence qui existe simultanément; elle ne dépend que du degré de destruction, mesuré en mg heure/g.

La vitesse de destruction de la photoluminescence suit un court parallèle à celle de la radioluminescence; mais elle est plus petite, de telle sorte que le rapport de la première à la seconde augmente considérablement à mesure que la destruction progresse.

Cette différence dans le comportement des deux modes d'excitation traduit une différence dans le mécanisme de l'excitation et montre que les changements dans la préparation phosphorescente ne se bornent pas à une diminution du nombre de centres excitables par les deux procédés. D'autre part, on rappelle à ce sujet le fait, bien connu et frappant, que des modifications d'une nature très différente (comme l'effet de la compression, du mode de préparation) peuvent influencer semblablement ses propriétés phosphorescentes. On conclut à la nécessité d'une étude approfondie pour élucider la nature des centres de phosphorescence, débarrassée autant que possible des hypothèses qui ne sont pas d'une vérification immédiate, et dans des conditions expérimentales aussi variées que possible. — J. Terrien.

SOURCES DE LUMIÈRE. PHOTOMÉTRIE.

Mesure de la scintillation des lampes alimentées en courant sinusoïdal; Bricout P. (*Rev. Optique*, 1942, **20**, 26-34). — Après avoir calculé les fluctuations de température et de brillance du filament d'une lampe parcouru par un courant alternatif de basse fréquence, l'auteur étudie les conditions de perception subjective de la scintillation. Celles-ci sont extrêmement variables d'un observateur à l'autre; elles ne sont même pas constantes par une personne donnée à des instants différents. Les scintillations de deux lampes différentes ne peuvent donc être comparées que par un appareil de mesures impersonnelles dont les indications puissent toutefois être rattachées aux perceptions de l'observateur moyen. Un tel dispositif, utilisant une cellule photoélectrique et une pentode à grande

amplification est décrit. Les mesures mettent nettement en évidence les avantages des lampes à filament spiralé dans le vide et l'effet nuisible des surtensions.

Source lumineuse très brève pour usage photographique; MURAOUR H., MICHEL-LÉVY A. et VASSY E. (*Rev. Optique*, 1942, **20**, 161-165). — On présente un type de source dont la durée est voisine du millionnième de seconde et l'intensité de l'ordre de quelques millions de bougies.

Répartition spectrale énergétique dans la lumière émise lors de la rencontre d'ondes de choc; MICHEL-LÉVY A., MURAOUR H. et VASSY E. (*Rev. Optique*, 1942, **20**, 149-160). — Détermination de la répartition de l'énergie dans le spectre continu obtenu lors de la rencontre d'ondes de choc en atmosphère de divers gaz : argon, hélium, oxygène, etc. La source de référence est le cratère positif d'un arc au charbon. Exploration de diverses régions de la chambre à gaz. Le rayonnement émis n'est pas celui d'un corps noir. L'état actuel de la théorie des spectres continus ne permet pas l'interprétation du phénomène.

Un radiateur creux pour les hautes températures; NOTHDURFT W. et WILLENBERG H. (*Physik. Z.*, 1942, **43**, 138-140). — Description d'un radiateur à tube de tungstène utilisé depuis longtemps à la P. T. R. Le courant est amené au tube sous tension réduite (0 à 3 V) à l'aide de contacts en molybdène avec interposition d'une feuille de platine. Le tube est protégé par une feuille de W avec de la laine de W contre les pertes extérieures. Avec 1040 A sous 2,9 V on atteint 2500° K. Le tube peut supporter des échauffements durables plus élevés. Il fonctionne dans un gaz inerte, mélange de 5 parties de N_2 pour une de H_2. — E. DARMOIS.

Grandeurs fondamentales et calculs dans le domaine de l'absorption lumineuse; THIEL A. (*Z. Elektrochemie*, 1942, **48**, 267-270). — Rappel des définitions des grandeurs caractéristiques et comparaison des modes de représentation graphique et de calcul. — A. CHAMPETIER.

OPTIQUE PHYSIOLOGIQUE. STÉRÉOSCOPIE. ÉCLAIRAGISME.

Proposition pour l'extension du système de notation des couleurs selon Ostwald; ARENS H. (*Physik. Z.*, 1942, **43**, 43-64). — Ostwald a proposé de caractériser une couleur, un pigment par exemple, à l'aide de trois nombres : la couleur pure, le blanc, le noir; la somme de ces trois nombres est l'unité. L'auteur rappelle un certain nombre d'expériences qui montrent que ce système a des inconvénients : 1° les proportions de blanc et noir d'Ostwald ne sont pas les véritables; 2° la couleur pure est mal définie; 3° certaines couleurs comme l'émeraude ne peuvent être désignées dans le système O, à moins de leur attribuer des pourcentages négatifs de blanc et de noir. L'auteur propose diverses modifications; il remplace la couleur pure par la couleur spectrale de même ton et de même clarté. Une construction détermine le pourcentage de noir. Un abaque donne la grandeur, variable avec la longueur d'onde, des diverses clartés. On arrive ainsi à une notation Ostwald renouvelée. Des formules sont données qui permettent de passer de la notation ordinaire du triangle des couleurs à la nouvelle notation. — E. DARMOIS.

RADIATIONS. SPECTROSCOPIE.

Polarisation et dissymétrie d'intensité de la lumière des rayons canaux; STARK J. (*Physik. Z.*, 1942, **43**, 140-145). — I. *Polarisation*. — L'auteur rappelle ses travaux et ceux de ses collaborateurs sur la polarisation des rayons canaux depuis 1906. Il en résulte que, dans les diverses séries d'un élément, il existe une polarisation longitudinale et une polarisation transversale. Par exemple, pour les rayons dans H_2 pur, l'observation transversale indique une intensité environ 1,3 fois plus forte dans la direction de l'axe que dans la direction perpendiculaire. L'auteur en déduit que les atomes des éléments chimiques ont une structure axiale; leurs électrons superficiels sont liés à certains axes autour desquels ils exécutent des mouvements de rotation et de précession; dans la rencontre avec les électrons libres, ils peuvent être alors ordonnés en rayons canaux à peu près axiaux, avec prédominance des axes d'électrons excités vers l'arrière de l'atome radiant. En tout cas, l'existence des polarisations longitudinale et transversale est en contradiction avec les théories où les électrons superficiels se meuvent sur des cercles, sur des sphères, ou pas du tout.

II. *Dissymétrie*. — Les recherches ont établi que, dans les directions à 45° et 135° de la propagation, l'intensité n'est pas la même; par exemple le rapport I_{45}/I_{135} est compris entre 1,20 et 1,30 pour les rayons de Ne dans He, entre 1,20 et 1,70 pour Ne dans H_2. L'émission de la lumière doit être nécessairement axiale et non sphérique, l'axe d'émission est déterminé par la direction du moment magnétique de l'électron émetteur. — E. DARMOIS.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, rue de Rennes, Paris (VIe).

COMPTE RENDU DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

SÉANCE DU 15 JANVIER 1943.

Présidence de M. L. DUNOYER et de M. A. PÉRARD.

Cette réunion a eu lieu dans l'Amphithéâtre de Chimie-Physique, 11, rue Pierre-Curie, à Paris (5e).

Aucune observation n'est présentée à propos des communications de la séance du 18 décembre.

M. le Président a le regret de faire part du décès de M. Bordé, Ingénieur-opticien à Paris, et adresse à la famille les condoléances de la Société.

Le Conseil ne peut encore être renouvelé, l'Assemblée générale ne pouvant être réunie. Quant au Bureau, les statuts spécifient qu'il doit être élu par les seuls sociétaires présents en séance. Le scrutin a été reporté à la séance du 19 février 1943.

M. L. Dunoyer, Président sortant, prononce l'allocution suivante :

Mes chers Collègues,

Comme mon éminent prédécesseur, M. Chevenard, j'aurai occupé la présidence de notre Société pendant une période plus longue que l'année prévue par nos statuts. C'est en effet au cours de la séance du 5 juin 1941 que M. Chevenard m'a transmis ses pouvoirs. A mon tour je salue mon successeur et remets entre ses mains les destinées de notre chère Société. Si le malheur des temps et les règles actuellement en vigueur nous empêchent encore de procéder aux élections et au renouvellement de notre Conseil, il nous est par contre permis de renouveler notre bureau. Il n'y a donc plus aucune raison de ne pas procéder à ce renouvellement à l'époque traditionnelle, c'est-à-dire à la séance de janvier.

Pendant ma présidence la mort nous a fait payer son tribut normal, numériquement modéré, par comparaison avec bien des années antérieures. Vingt de nos collègues nous ont précédés chez les ombres. Mais par la qualité de plusieurs d'entre eux, la *Société de Physique* s'est trouvée durement frappée.

Le même mois de décembre 1941, nous avons perdu Émile Picard et Fernand Holweck. Quelques mois plus tard nous apprenions que Jean Perrin était mort en terre étrangère. Peu de temps après c'était le décès de A. Dufour. Nous avons perdu aussi notre Membre honoraire le plus illustre, sir J.-J. Thomson.

Il n'est pas dans les traditions de notre Société que le président sortant de charge prononce, comme à l'Académie des Sciences, l'éloge funèbre des membres disparus pendant sa présidence. Aussi bien l'étendue admise pour les courtes allocutions prononcées en pareil cas ne suffirait-elle pas à parler dignement de l'œuvre scientifique de savants aussi illustres qu'Émile Picard ou Jean Perrin, aussi attachants qu'Holweck et Dufour par le caractère parfait des travaux qu'ils ont laissés. Mais il ne m'est pas possible de ne pas évoquer le souvenir de la présidence, à la tête de notre Société, d'Émile Picard. C'était en 1923, l'année du Cinquantenaire et de l'exposition de Physique et de T. S. F. au Grand Palais. On se souvient du succès qu'elle eut et des conférences dont elle fut l'occasion, conférences de MM. Brillouin, Fabry, Lorentz, de lord Rayleigh, de M. Störmer, de M. Knudsen. Je ne pense pas que l'exposition de physique pure, dont M. de Broglie avait si habilement dirigé l'organisation, y ait moins frappé les esprits, mais à beaucoup moins de frais, que plus tard le Palais de la Découverte. L'immense autorité, intellectuelle et morale, dont M. Picard jouissait dans tous les milieux, à l'Étranger comme en France, faisait de lui en ces circonstances le président idéal; et la Société de Physique lui doit un pieux souvenir de reconnaissance. A ce souvenir doit s'associer celui de l'action exercée par lui pour faire en sorte que le *Journal de Physique*, fondé, sous sa forme la plus récente, par les apports financiers de la plupart de nos membres, fût réellement et de plus en plus l'organe bien vivant de notre Société.

Il est permis d'espérer que sous la présidence de notre dévoué secrétaire général, M. Darmois, la Société du *Journal de Physique* aura à cœur de remplir ce rôle d'une manière absolument complète. Le Journal étant maintenant autorisé à circuler dans toute la France, il serait éminemment souhaitable que les résumés des communications faites devant nos sections de zone méridionale parussent tous au Journal qui ne contient actuellement en fait que ceux de Paris et de Nancy. Nous espérons qu'il ne tardera pas à en être ainsi. Il est vrai d'ailleurs que le sévère rationnement du papier nous oblige à supprimer la publication des résumés, quand il s'agit d'une communication assez importante pour fournir un mémoire à insérer dans le Journal. Il n'y a donc que demi-mal.

A cette occasion, nous tenons à féliciter M. Darmois d'avoir pu, malgré les difficultés matérielles croissantes que rencontrent les publications, servir aux membres de notre Société leur Journal aussi régulièrement et avec aussi peu de retard. Il ne manque plus à l'année 1942, pour être complète, que les numéros de novembre et de décembre. Il est extrêmement désirable que cette régularité et cette promptitude de publication soient maintenues et encore améliorées si possible. L'expérience montre que l'intérêt que l'on prend à un périodique, et en tous cas son rayonnement, diminuent quand sa direction lui laisse prendre trop d'irrégularité ou trop de retard. Des tables des matières publiées trop longtemps après le dernier numéro de l'année et empêchant la reliure, sont aussi une cause importante de délaissement. Il est remarquable que malgré toutes les difficultés, nos tables des matières pour 1941 aient paru dans notre numéro d'avril 1942.

J'ai parlé tout à l'heure des pertes que la mort nous a fait subir. Je dois ajouter qu'elles ont été comblées par de nouvelles admissions, elles aussi au nombre de 20. Malheureusement nous comptons aussi 9 démissions et 4 radiations pour cotisations impayées. A ce propos nous nous réjouissons de constater que la rentrée des cotisations se fait mieux que l'an dernier; mais nous voudrions arriver à ce qu'elle devînt réellement aussi régulière qu'elle doit l'être.

En jetant un regard sur les réunions de notre Société pendant les mois écoulés, nous avons le sentiment réconfortant qu'elle a joué son rôle dans la vie intellectuelle de la France. Ce rôle est-il aussi vigoureux que l'eussent souhaité nos fondateurs? On est bien obligé de constater que malgré des analogies, leur situation était singulièrement moins ardue que la nôtre. Aussi devons-nous redoubler d'efforts pour rendre nos séances aussi animées et vivantes que possible. Si l'on consulte nos procès-verbaux d'il y a 40 ans, on constate que beaucoup d'ordres du jour comportaient 3 ou 4 communications. Les séances n'en étaient pas plus longues. Ce sont les communications qui étaient plus courtes, certaines d'entre elles du moins. Qu'on n'aille pas croire surtout que je veuille par là recommander des communications uniformément ramenées à un même taux de 20 min. Loin de moi cette formule qui m'a toujours choqué. L'auteur d'un vaste travail doit avoir tout le temps nécessaire pour l'exposer, à condition qu'il prévienne. Ce que je regrette, c'est que nos collègues ne veuillent en général prendre la parole que pour résumer un travail important, et jamais pour présenter, simplement, en quelques minutes, une expérience ou une observation intéressantes. Oserai-je dire que pourtant ces communications courtes étaient souvent beaucoup plus agréables à entendre que les premières, non pas certes que celles-ci manquassent d'intérêt, mais précisément parce que, résumant de vastes sujets, l'auteur ne pouvait entrer dans les détails. Or ce sont souvent les détails qui excitent l'attention de l'auditeur, l'instruisent et l'aident à vaincre les difficultés que lui-même rencontre dans un travail parfois très différent.

Et puis quelques communications courtes, non parce qu'elles sont trop résumées, mais parce qu'elles portent sur un sujet court, ont encore un autre avantage : elles provoquent beaucoup plus les échanges de vue, qui rendent les séances plus animées. Quant on sent qu'une communication condense un travail très étendu, la compétence de l'auteur paraît naturellement si forte à l'auditeur, occupé personnellement d'autres travaux, qu'il n'ose poser aucune question par crainte de paraître naïf, ni faire aucune critique par crainte de sembler outrecuidant. Sur une question plus limitée, chacun au contraire peut dire son mot, quelquefois avec profit pour tous.

Ajoutons qu'une expérience faite bien souvent, en France comme à l'Étranger, montre qu'un périodique est beaucoup plus vivant si de nombreux articles courts s'y entremêlent avec des études plus étendues. Ce qui s'explique facilement, car si l'on a rarement le temps d'entreprendre la lecture d'un long mémoire qui ne vous intéresse pas directement, on a souvent les quelques minutes nécessaires pour en lire un bref.

Vous me direz que j'ai bien mal prêché d'exemple ! Ce n'est jamais une raison pour ne pas dire ce qu'on croit juste. Peut-être mon éminent successeur M. Pérard, que nous sommes tout particulièrement heureux de féliciter pour sa très récente élection à l'Académie, saura-t-il contribuer mieux que moi à l'animation de nos séances. Il y apportera en tout cas une admirable expérience de tout ce qui touche aux interférences et à la métrologie. Mais la métrologie n'a-t-elle pas besoin de toutes les ressources de la physique, et ne lui fournit-elle pas en retour des bases essentielles? C'est avec la plus grande confiance dans le succès de nos séances et le développement normal de notre Société que je lui transmets une charge qui pourrait parfois sembler lourde, mais que la science et l'autorité de notre Secrétaire général, M. Darmois, l'ardeur de notre cher agent général M. Hulot, que je vois sur la brèche depuis plus de 20 ans, toujours aussi jeune et dévoué, rendent parfaitement simple et facile pour votre président.

M. A. Pérard, président pour l'année 1943, prononce l'allocution suivante :

Mesdames,
Mes chers Collègues,

C'est un honneur particulièrement marquant que vous m'avez fait en m'appelant à la présidence de notre chère Société de Physique. Je vous en remercie profondément.

Je ne me fais d'ailleurs aucune illusion sur les motifs qui ont pu m'attirer cette faveur. A part une ancienneté qui commence à être respectable (bientôt 30 ans), et une assiduité moyenne, assez méritoire si l'on tient compte de la loi du carré de la distance de mon domicile au pôle d'attraction que constitue cette salle, mes titres personnels à l'égard de la physique sont modestes.

Je suppose, que, d'abord, vous n'avez pas voulu laisser se perdre la tradition qui veut que le Directeur du Bureau international des Poids et Mesures soit tôt ou tard votre élu. Ainsi le furent René Benoît en 1898, et Ch.-Ed. Guillaume, malgré sa nationalité suisse, en 1913.

Sans doute aussi avez-vous tenu à honorer cette branche très spéciale de la physique que constitue la métrologie. La métrologie n'est plus aujourd'hui la science, honnie encore il y a une quinzaine d'années, symbolisée par le réglage du cathétomètre, de fastidieuse mémoire pour un certain nombre de taupins de ma génération; elle fait parler d'elle. Après la brillante Exposition de Métrologie du Grand Palais, après les Journées internationales de Chronométrie et de Métrologie, qui tinrent leurs assises en 1937 sous la présidence de l'un de nos physiciens les plus honorés, voici qu'en 1939, les trois Comités consultatifs d'Électricité, de Photométrie et de Thermométrie, récemment créés auprès du Comité international des Poids et Mesures, ont entrepris de rénover les unités et étalons plus ou moins désuets correspondant à leur spécialité. Aux unités d'électricité artificielle devront se substituer les unités absolues dérivant des unités mécaniques. A l'unité Violle, qui ne servit jamais, je crois, aux lampes photométriques qui évoluent lorsqu'elles servent, devra succéder une « bougie nouvelle » (tel est son nom), acceptée par tous les pays du globe, fondée sur la brillance du corps noir. La calorie, grande ou petite, rattachée à une certaine propriété physique d'un certain corps, devra céder la place à une simple unité d'énergie, tandis que l'échelle internationale provisoire de température se trouvera retouchée sur quelques points assez importants.

Il est vrai, ce brillant essor de la métrologie a été brutalement interrompu par la guerre. La Conférence générale, comprenant les représentants de 32 nations, qui devait sanctionner les propositions des Comités consultatifs, n'a pu se réunir à la date prévue du 4 octobre 1939; et les délégués d'outre-océan qui étaient en route pour y participer, ont dû rebrousser chemin précipitamment avec les étalons matériels qu'ils apportaient dans le but d'obtenir leur détermination en fonction des unités rénovées.

Que notre Société de Physique, elle aussi arrêtée d'abord par la guerre, puis remise en mouvement par la volonté tenace de son Président d'alors et de son Secrétaire général, à qui nous en devons une vive reconnaissance, ait voulu également marquer l'intérêt qu'elle professe pour la métrologie en accordant, aussitôt après, ses suffrages à l'un des adeptes de cette science; ainsi pourrait s'expliquer ma désignation.

Peut-être encore avez-vous pensé au caractère international (quoique d'inspiration française) de l'établissement que je dirige; et peut-être avez-vous voulu, dans les angoissantes circonstances actuelles, manifester votre souhait ardent qu'une institution scientifique, fondée en commun, dans la concorde, par tant d'États, et qui fait honneur à la civilisation mondiale, ne sombre pas dans la tourmente, qu'elle lui survive, et même qu'elle constitue le premier lien vivant que retrouveront les peuples ennemis au jour de leur rapprochement, comme l'enfant, né d'une union rompue,

reste le lien sensible de parents devenus hostiles, et par sa seule existence plaide la réconciliation.

Quoi qu'il en soit, ce n'est pas sans une grande appréhension que je prends place dans ce fauteuil, à la suite de l'éminent professeur de Chimie-Physique, remarquable praticien, ancien Secrétaire général, connaissant, non seulement toutes les pages de la physique moderne, mais aussi toutes les personnalités, tous les usages de notre Société, et après l'homme de science, industriel, qui l'avait précédé, inventeur d'instruments dont l'ingéniosité fait notre admiration, et après tant d'autres, porteurs des plus grands noms de la physique, tous professeurs rompus à l'éloquence de la chaire, à l'enseignement et à la critique, qualités qui vont à moi-même faire dangereusement défaut dans le poste où vous m'avez appelé au milieu de circonstances particulièrement délicates.

Ce qui me rassure cependant, c'est la présence à mes côtés de notre savant et si dévoué Secrétaire général, dont les conseils ne me manqueront point et dont la haute conscience et l'expérience des milieux scientifiques me seront d'un grand secours.

Mes chers Collègues,

Vous n'attendez, je pense, de moi, aucune parole d'allusion aux événements présents; la politique a toujours été bannie de nos réunions. Cependant, le malheur où se trouve plongé notre pays est trop présent à tous les esprits, pour que je puisse affecter de l'ignorer. Je m'en tiendrai alors au conseil que nous offrent les trois mots de la devise frappée sur nos rares pièces de monnaie et qui s'impose à moi : si c'est un lieu commun de dire qu'il faut chercher l'oubli des tristesses dans le Travail, pour nous, physiciens, c'est une réconfortante vérité, nous qui, par le travail, avons à notre portée toutes les hautes satisfactions que réserve à ses fidèles notre science préférée. Travaillons donc, particulièrement ici, dans la grande Famille que constitue notre chère Société. Et ce sera par surcroît la meilleure manière de servir notre douloureuse Patrie.

M. le Président porte à la connaissance de la Société que, sous les auspices de MM. H. Abraham, Ch. Fabry, L. Lumière, tous trois anciens présidents, une Section « Méditerranée » de la Société française de Physique a été créée à Marseille. La première séance de cette section doit avoir lieu le 16 janvier 1943 dans l'Amphithéâtre de Physique de la Faculté des Sciences de Marseille.

Les communications suivantes ont été présentées au cours de la séance :

1° *Sur les bilans d'énergie des divers modes de fission du noyau d'uranium sous l'action des neutrons* (Projections), par M. Cl. Magnan.

2° *Expériences sur les Rayons atomiques de sodium en résonance optique*, par M. L. Dunoyer.

Ces communications feront l'objet de Mémoires qui seront publiés dans le Journal.

RAPPORT DE LA COMMISSION DES COMPTES SUR L'EXERCICE 1941-1942 (ANNÉE 1942):

Les Membres de la Commission que vous aviez chargés d'examiner les comptes de l'exercice 1937-1938, ont été amenés par suite des événements à prolonger leur mission encore cette année et à établir un rapport sur les comptes de l'exercice social 1941-1942 (année 1942), clos le 31 octobre 1942.

Ce rapport, ainsi que ceux des trois exercices précédents qui ont déjà été portés à votre connaissance par leurs insertions faites dans les numéros de janvier 1940, pages 5 S-9 S, de janvier-février-mars 1941, pages 6 S-10 S et de mars 1942, pages 1 S-3 S du *Journal de Physique*, seront soumis à l'approbation de l'Assemblée générale dès que sa réunion sera possible.

Vous trouverez ci-joint, détaillé par chapitres, le bilan dont les opérations peuvent se résumer ainsi :

1° Le montant total des recettes a été de 99 064,48 fr., en légère augmentation sur celui de l'exercice précédent par suite d'une meilleure rentrée des cotisations arriérées et de celles de l'année en cours. Les dépenses se sont élevées à 181 917,15 fr., d'où il résulte un excédent des dépenses sur les recettes de 82 852,67 fr., motivé, d'une part, par le paiement, au cours de cet exercice, des factures relatives à la fourniture des numéros du *Journal de Physique* des années 1940 et 1941, et, d'autre part, par l'achat de valeurs pour un montant de 64 678 fr., dont la contre-partie figure à l'actif du bilan.

2° Les recettes du fonds de réserve, représentées par les souscriptions des Membres à vie et par les remboursements des valeurs en portefeuille, se sont élevées à 57 262,75 fr. Les dépenses occasionnées par l'achat de valeurs en remploi de celles remboursées ou en cours de remboursement, ont été de 55 079,60 fr., laissant un solde bénéficiaire de 2 183,15 fr.

3° Au poste « Trésorerie » figure le montant des soldes disponibles en caisse et dans les Établissements de Crédit, soit au total, une somme de 86 104,98 fr., dont nous avons pu constater l'existence.

4° La situation financière de notre Société fait ressortir à l'actif : I. Le montant du fonds de réserve, soit 727 377,395 fr. constitué par divers obligations, bons et Rentes françaises, valeurs estimées au prix d'achat; II. Le montant du portefeuille acheté en dehors du Fond de réserve s'élevant à 109 173,30 fr.; III. Le solde de 86 104,98 fr., du chapitre « Trésorerie ».

A cet actif s'ajoutent pour mémoire, 456 actions de la Société anonyme *Journal de Physique*, 3884 ouvrages divers, ainsi que le montant des cotisations arriérées restant à recouvrer.

Au passif, figurent une somme de 12 587,50 fr., pour le règlement des frais d'impression des numéros d'août, septembre et octobre 1942 du *Journal de Physique*, ainsi qu'une somme de 34 145,10 fr., en dépôt pour le compte du Comité français de Physique pure et appliquée.

La situation du Fonds de réserve a fait ressortir, d'après les versements inscrits à ce poste, un montant total de 698 225,975 fr.; ce fonds de réserve est donc largement couvert par les diverses valeurs, obligations, bons et Rentes françaises dont le remploi est obligatoire et figurant à l'actif pour la somme de 727 377,395 fr., indiquée plus haut.

D'après le tableau statistique des membres de notre Société, nous avons enregistré 20 admissions au cours de l'exercice contre 33 radiations par décès ou démissions. L'effectif des Sociétaires inscrits au 1er novembre 1942 est de 1088, dont 376 Membres à vie.

En conclusion, nous vous demandons d'approuver les comptes qui vous sont présentés. Ainsi que vous pouvez le constater, la situation financière de notre Société est aussi bonne que possible. Toutefois il y a lieu de prévoir pour les exercices suivants une diminution des recettes et une augmentation des dépenses : il sera peut-être nécessaire d'envisager dans un prochain avenir une modification du taux de la cotisation annuelle. En attendant nous engageons vivemens nos collègues à se mettre en règle avec le trésorier, car nout avons constaté par nous-mêmes que le total des cotisations à recouvrer, inscrit comme mémoire, était très élevé.

Les membres de la Commission :

M. Blondin, rapporteur;
J. Guyot;
E. Dupuy.

BILAN.

1° — Compte des recettes et dépenses courantes.

RECETTES.

	fr.
Droit d'entrée des nouveaux Sociétaires	190,00
Cotisations pour 1942	22 598,00
Cotisations arriérées	33 304,10
Cotisations anticipées	385,00
Frais de recouvrement remboursés	125,50
Vente d'ouvrages (Numéros du Journal, Livre du Cinquantenaire, etc.)	4 730,50
— par Gauthier-Villars	157,60
Intérêts et coupons au Crédit Lyonnais	34 598,783
Subvention ministérielle	2 125,00
Don	850,00
TOTAL	99 064,48

DÉPENSES.

Loyer du Siège social	1 832,00
Contributions (année 1942)	478,00
Traitement de l'Agent général	14 400,00
Service de la Bibliothèque	800,00
Frais de correspondance	349,60
Téléphone	983,00
Frais de Bureau	163,50
Frais des projections aux séances	235,00
Recouvrement des cotisations	297,85
Étrennes, gratifications	150,00
Cotisation fédérale	100,00
Électricité, secteur	49,20
Sépulture Fresnel (entretien 1941)	69,00
Frais divers	537,70
Envoi d'ouvrages par Gauthier-Villars	158,00
Bulletin des séances : Impression pour 1940	1 939,45
Convocations aux Séances	2 683,50
Journal de Physique :	
Numéros de mai 1940 à décembre 1940	24 119,35
Numéros de 1941	30 900,00
Numéros de janvier 1942 à juillet 1942 inclus	30 328,60
Numéros de collections	4 396,40
Confections des adresses	390,00
Droits de garde au Crédit lyonnais, impôt, taxe, etc.	1 879,00
TOTAL	117 239,15
Achat de Valeurs :	
5 bons du Pas-de Calais	5 203,00
6 Obligations Crédit national 3 1/2 % 1942	59 475,00
TOTAL	181 817,15

d'où il résulte un excédent des dépenses sur les recettes égal à ... 82 852,67

2° — Compte des recettes et des dépenses au fonds de réserve.

RECETTES.

Souscription des membres à vie en 1942	3 912,50
Remboursement d'Obligations (Boni : 7 515,00)	53 350,25
TOTAL	57 262,75

DÉPENSES.

En remploi d'Obligations :

		fr.
44	Obligations Midi 4 % 1921 A	36 985,80
2	— P.O. 4 % 1921 A	1 650,20
9	— P.O. 4 % 1921 A	7 411,30
3	— Nord 4 % 1921 A	2 488,90
2	— Est 3 % ancienne	830,60
4	— P.O. 5 % 1921 A	3 574,90
1	— Midi 3 % ancienne	398,10
	TOTAL	53 339,80

En remploi d'Obligations remboursables, non encore remboursées au 31 octobre 1942 :

3 Obligations Est 3 % ancienne	1 287,70
1 Obligation Nord 3 % nouvelle	452,10
TOTAL	55 079,60

d'où il résulte un excédent des recettes sur les dépenses égal à ... 2 183,15

3° — Trésorerie.

En caisse au 1er novembre 1941		164 784,50
Excédent des dépenses sur les recettes		82 852,67
		81 931,83
Excédent des recettes sur les dépenses au fonds de réserve	2 183,15	4 173,15
Dépôt du Comité de Physique, sa subvention	1 990,00	
En Caisse au 1er novembre 1942		86 104,98

Au Crédit Lyonnais	47 687,18
Aux Chèques postaux	32 802,00
Chez Gauthier-Villars	3 858,65
Petite Caisse	1 757,15
TOTAL	86 104,98

4° — Situation.

ACTIF.

Au Fonds de Réserve :

	fr.
820 Obligations diverses (prix d'achat)	527 671,395
10 Bons du Trésor (prix d'achat)	9 760,00
13 848,50 fr. Rentes françaises (prix d'achat)	189 946,00
TOTAL	727 377,395

En dehors du Fonds de Réserve :

45 Bons (prix d'achat)	42 755,50
5 Bons (prix d'achat)	5 203,00
4 Obligations diverses (prix d'achat)	1 739,80

Ces 5 Bons et ces 4 Obligations en remploi de de Bons et d'Obligations remboursables, non encore remboursés au 31 octobre 1942.

6 Obligat. Crédit nat. 3,5 % 1942 (souscript.)	59 475,00
TOTAL	109 173,30
En Caisse au 1er novembre 1942	86 104,98
Actif immédiatement réalisable	195 278,28

Actions « Journal de Physique ».

80 souscrites 60 en apport 101 rachetées 215 transferts divers	soit 456 Actions......	mémoire

Ouvrages en dépôt chez Gauthier-Villars.

Mémoires sur la Physique.			*Dufet : Données numériques.*		
T. I..........	178	1514	T. I..........	569	1980
T. II..........	203		T. II..........	658	
T. III..........	347		T. III..........	753	
T. IV..........	353				
T. V..........	433				

Livre du Cinquantenaire : 390 brochés.

Soit : 3884 volumes portés pour...............	mémoire
Cotisations à recouvrer........................	mémoire

PASSIF.

	fr.
Dépôt du Comité français de Physique pure et appliquée..................................	34 145,10
Journal de Physique : numéros août, septembre octobre 1942..............................	12 587,50

Situation du fonds de réserve.

Le Fonds de réserve doit comprendre (Art. XIV des Statuts) :

1° Les sommes versées pour le rachat des cotisations :

755 Membres à vie dont 379 décédés ont versé, à la date du 1er novembre 1942.............	302 741,40

2° Le capital provenant de celles des libéralités dont le revenu aurait été destiné par les donataires aux dépenses de la Société :

Legs De Romilly..............................	151 000,00
— Robin..............................	45 000,00
— Caspari..............................	2 000,00
— Ancel..............................	8 946,00
— Biget..............................	1 295,25
— Fortin..............................	18 000,00
— Defoix..............................	100 000,00
— Chauveau..............................	500,00
— Farcot..............................	3 000,00
Don Ernest Siegler..............................	10 000,00

3° Le Boni provenant du remboursement d'Obligations du Fonds de Réserve sorties à différents tirages :

Boni antérieur..............................	48 228,325
Boni de l'année..............................	7 515,00
TOTAL..............................	698 225,975

Ce Fonds de Réserve est garanti par :

323 Obligations diverses (prix d'achat).......	527 671,395
10 Bons (prix d'achat)......................	9 760,00
13 848,50 fr. Rentes françaises (prix d'achat).	189 946,00
TOTAL..............................	727 377,395

Statistique.

Il est impossible, actuellement, d'établir une statistique exacte.

Au 1er novembre 1941, le nombre des Sociétaires *inscrits* était de 1101.

Pendant l'année 1942 (exercice 1941-42), le nombre des Sociétaires admis a été de 20, à savoir :

Résidants..............................	9
Non résidants..............................	7
Étrangers..............................	1
Collectivités..............................	3
TOTAL..............................	20
Sociétaires décédés..............................	7
Membres décédés..............................	11
Membres honoraires décédés..........	2
Démissionnaires..............................	9
Rayés ou suspendus..............................	4
TOTAL..............................	33

Au 1er novembre 1942, le nombre des Sociétaires *inscrits* est donc :

$$1101 + 20 - 33 = 1088.$$

Membres honoraires..............	3
— à vie en 1941..............	381
— à vie admis en 1942........	4
— Membres à vie décédés.....	9

Au 1er novembre 1942, le nombre des membres à vie est donc :

$$381 + 4 - 9 = 376.$$

SÉANCE DU 19 FÉVRIER 1943.

Présidence de M. A. PÉRARD.

Aucune observation n'est présentée à propos des communications faites en séance le 15 janvier.

M. le PRÉSIDENT a le regret de faire part du décès de M. Michel (Auguste), Ingénieur à Hyères, et adresse à la famille les condoléances de la Société.

M. le PRÉSIDENT communique les demandes d'admissions suivantes sur lesquelles il est statué de suite.

Sont admis comme Membres de la Société française de Physique :

Mlle VERGNIOUX ( ), Agrégée-Préparatrice à l'École normale supérieure de Sèvres (Seine-et-Oise), présentée par MM. A. Cotton et J. Lecomte.

M. BERNIER (Jean), Ingénieur au Laboratoire de recherches de la Compagnie générale de Télégraphie sans fil, 9, avenue de la Cigale, à Asnières (Seine), présenté par MM. M. Ponte et R. Warnecke.

Présentés par MM. A. PÉRARD et CH. VOLET :

M. BONHOURE (Albert-Jean), Adjoint au Bureau international des Poids et Mesures, Pavillon de Breteuil, à Sèvres (Seine-et-Oise).

M. CABRERA (Nicolas), Assistant au Bureau international des Poids et Mesures, Pavillon de Breteuil, à Sèvres (Seine-et-Oise).

M. Moreau (Henri-Eugène-Jean), Assistant au Bureau international des Poids et Mesures, Pavillon de Breteuil, à Sèvres (Seine-et-Oise).

M. Romanowski (Miroslaw), Assistant au Bureau international des Poids et Mesures, Pavillon de Breteuil, à Sèvres (Seine-et-Oise).

Présentés par MM. Ch. Fabry et A. Pérard :

M. De Camiran (Luc), Ingénieur diplômé de l'Institut d'Optique, Ingénieur-Docteur, 24, rue Hôtel-des-Postes, à Nice (Alpes-Maritimes).

M. Fehrenbach (Charles), Astronome, 98, Boulevard Boisson, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

M. Métral (Paul), Professeur au Lycée Thiers, 255, rue Paradis, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

M. Reingold (Lucien), 124, rue du Roucas-Blanc, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

M. Sackmann (Louis), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, 96, rue Jaubert, à Marseille (Bouche-sdu-Rhône).

Institut géographique national (Bibliothèque), 67, rue de Lille, Paris, 7e, présenté par MM. A. Pérard et E. Darmois.

Laboratoire de Chimie-Physique, 11, rue Pierre-Curie, présenté par M. L. Dunoyer et Mlle Y. Cauchois.

M. le Président communique :

La Section « Méditerranée » de la Société française de Physique, dont la création a été déjà annoncée, a tenu sa séance inaugurale à Marseille, le 16 janvier 1943 sous la présidence de M. Ch. Fabry.

Autant que l'espace limité du *Journal de Physique* le permettra, le compte rendu de cette séance sera publié ainsi que les résumés des deux communications qui ont été faites par MM. Tian et Jausseran.

La seconde séance de la Section a eu lieu le 13 février 1943 sous la présidence de M. H. Abraham.

La troisième séance doit avoir lieu à Montpellier.

M. le Président a le plaisir de signaler que la Société des Mines de Blanzy qui s'était inscrite en 1939 comme Sociétaire en payant sa cotisation par un chèque de 1 000 fr., a depuis lors conservé la même bonne habitude. Elle vient d'envoyer à notre ancien président M. Chevenard qui nous l'a transmis, un nouveau chèque de 1 000 fr., pour cotisation 1943. Des remerciements ont été adressés à M. Marterer, Directeur de la Société des Mines de Blanzy, au nom de la Société française de Physique.

M. le Secrétaire général indique comme ouvrages reçus pour la Bibliothèque :

R. Jouaust. — *Cours sur l'éclairage électrique et photométrie à l'École supérieure d'Électricité* (2 tomes).

Entre les deux communications faites, il a été procédé au vote pour l'élection d'un Vice-président et d'un Vice-secrétaire.

Le résultat du vote est le suivant :

Votants : 70.
Bulletins blancs ou nuls : 14.

Vice-Président	M. J. Cabannes	53 voix, élu.
	M. F. Joliot	3 —
Vice-Secrétaire	Mlle Y. Cauchois	47 voix, élue.
	M. Guinier	9 —

En conséquence le Bureau pour l'année 1943 est ainsi constitué :

MM. Albert Pérard	Président.
Jean Cabannes	Vice-Président.
Eugène Darmois	Secrétaire général.
Marcel Servigne	Secrétaire.
Mlle Yvette Cauchois	Vice-Secrétaire.
M. Gustave Yvon	Trésorier.

Deux communications ont été faites :

1° *Pression osmotique et diffusion*, par M. R. Lucas.

2° *Méthode pour la spectrophotométrie des liquides sous des épaisseurs très faibles*, par M. B. Vodar.

La communication de M. R. Lucas fera l'objet d'un Memoire qui sera publié dans le Journal.

Méthode pour la spectrophotométrie des liquides sous des épaisseurs très faibles ;

par B. Vodar.

Le coefficient d'extinction moléculaire ε au centre de certaines bandes ultraviolettes (ion K vers 2200 Å, acide ascorbique vers 2650 Å) atteint parfois des valeurs très élevées de l'ordre de 10^4 $\left(\varepsilon = \frac{1}{cl}\log\frac{I_0}{I}\right.$, l étant l'épaisseur de l'absorbant exprimée en centimètres, et c sa concentration en mol/l$\left.\right)$. Avec les techniques actuelles de la spectrophotométrie photographique ou photoélectrique, on ne mesure pas commodément des densités optiques supérieures à 2; en admettant $\varepsilon = 2.10^4$ et $\log_0 \frac{I_0}{I} = 2$ on voit qu'il faut réaliser et mesurer à 1 % une épaisseur de liquide de 1 μ pour étudier l'absorption d'une solution à 1 molg/l. Il est donc absolument nécessaire de disposer d'un appareillage commode pour la spectrophotométrie sous des épaisseurs très faibles si l'on veut étudier complètement une bande forte d'un liquide pur, ou si l'on veut vérifier la loi de Beer sur une telle bande dans une solution.

Avec une cuve de Baly, les mesures précises sont limitées à quelques dixièmes de millimètre; les cuves à une seule épaisseur utilisées jusqu'ici sont peu commodes et la mesure de leur épaisseur est particulièrement délicate.

La méthode employée ([1]) utilise un coin liquide emprisonné entre deux lames de quartz, taillées de manière qu'un jeu de cales, de quartz également, permet de réaliser des coins d'angles différents. Les lames sont éclairées en lumière convergente par un faisceau ayant traversé une lentille L_1; une lentille *achromatique* L_2 forme l'image du coin sur la fente F du spectrographe, l'arête du coin étant parallèle à la fente. En faisant abstraction de la lumière diffusée, on voit que la lumière entrant dans le spectrographe a traversé une épaisseur bien déterminée de liquide, celle qui correspond à la droite D conjuguée de la fente F par rapport à la lentille L_2. En fait l'image de la source qui éclaire le coin est large, et beaucoup de lumière traverse le liquide à des épaisseurs différentes de celle qui correspond à D et en particulier pour des épaisseurs plus petites. Cette lumière ne peut pénétrer directement dans le spectrographe, mais elle y pénètre après diffusion sur L_2; cette lumière diffusée peut conduire à des erreurs importantes,

([1]) La méthode du coin n'est pas nouvelle [2, 3, 4]. Mais, à notre connaissance, elle n'avait pas été étudiée systématiquement, et malgré ses avantages, n'est pas suffisamment appliquée.

surtout lorsqu'on emploie la cuve assez près de l'arête. On élimine complètement cette cause d'erreur en disposant presque au contact de l'une des lames un diaphragme fixe en forme de fente de 1 à 0,5 mm de large.

En déplaçant l'ensemble des deux lames dans leur propre plan à l'aide d'une vis micrométrique, on fait varier l'épaisseur d'absorbant traversé par la lumière; dans le cas de lames parfaitement planes, les épaisseurs sont proportionnelles aux déplacements. Les cales sont suffisamment stables pour que les épaisseurs soient reproductibles à mieux que 1 pour 100 pour les valeurs les plus grandes (jusqu'à la cale 90 μ). Pour les valeurs plus faibles, on construit pour chaque remplissage la courbe des épaisseurs en fonction des déplacements en comptant les franges par *réflexion du coin liquide* en lumière monochromatique parallèle (raie verte du mercure) et en tenant compte de l'indice du liquide. L'expérience montre que, par suite des succions dues à la présence du liquide, c'est la seule méthode sûre aux épaisseurs les plus faibles. L'étalonnage des plaques se fait sur une *épaisseur très petite voisine de l'arête du coin* (distante de 1 mm par exemple); pour les lames utilisées, la course utile est de 50 mm environ; la fente ayant 1/20 mm de large, et la vis micrométrique donnant le 1/100 mm, l'erreur principale vient de la largeur de la fente; les mesures effectives peuvent commencer à 3 mm de l'arête; le domaine des épaisseurs réalisables avec une même cale va donc en valeur relative de 1 à 2 environ. *Les mesures faites jusqu'ici portent sur des épaisseurs comprises entre* 0,2 μ *et* 400 μ.

Depuis plus d'un an des études ont été effectuées à l'aide de cette cuve par divers membres du laboratoire (M[lles] Guinand, Doucet, Délivré et Vrinat); elles ont paru ou paraîtront en détail dans d'autres recueils. L'objet de ces recherches a été l'absorption des solutions aqueuses d'acide ascorbique, de NH^3 et de KI. Il suffit d'indiquer ici que ces travaux montrent que la méthode est correcte et ont permis de mettre en évidence des faits qu'il aurait été pratiquement impossible de vérifier par les méthodes d'usage courant. Ainsi on trouve que les solutions d'acide ascorbique suivent la loi de Beer pour des concentrations allant de 10^{-6} à 2.10^{-1} g/cm³; le ε correspondant au maximum d'absorption atteint une valeur voisine de $1,4.10^4$.

On a pu construire les courbes complètes de ε, en fonction de λ pour les solutions aqueuses de KI entre 5 molg/l et $2,41.10^{-4}$ mol g/l, ε variant de 10^{-2} à 10^4 environ; ces courbes mettent en évidence que la hauteur du maximum dépend de la concentration, fait qui avait échappé aux expérimentateurs antérieurs.

[1] Fromherz (K) et Menschick (W.), *Z. Phys. Chem.*, 1929 (B), **2**, p. 399.
[2] Camichel, *C. R. Acad. Sci.*, 1893, **47**, p. 307.
[3] Bruhat (G.) et Pauthenier (M.), *J. Phys.*, 1925, 6ᵉ série, p. 36.
[4] Goodeve (E. F.) et Richardson (F. D.), *Trans. Faraday Soc.*, 1937, **33** (1), p. 425.

SÉANCE DU 19 MARS 1943.

Présidence de M. Pérard.

Aucune observation n'est présentée à propos des communications faites dans la séance du 19 février. Le procès-verbal est adopté.

M. le Président a le regret de faire part du décès de M. Becker, préparateur honoraire du lycée Rollin, et adresse à la famille les condoléances de la Société.

Les demandes d'admission suivantes sont présentées; il est statué de suite sur ces demandes. Sont admis comme membres de la Société française de Physique :

M. Gendre (Léopold), Ingénieur des Travaux radioélectriques de l'État, à la Brague-Radio, à Antibes (Alpes-Maritimes), présenté par MM. Ch. Fabry et H. Chrétien;

M. Goudal (Pierre), Docteur ès sciences, Inspecteur à la Traction région Sud-Est, service D.E.L., 20, boulevard Diderot, Paris-12ᵉ, présenté par MM. A. Cotton et A. Pérard.

Les communications suivantes ont été présentées au cours de la Séance :

Mesures de moments polaires, par M. E. Darmois.

Les indicateurs de pression à rayons cathodiques et leur emploi pratique, par M. R. d'Aboville.

La communication de M. E. Darmois fera l'objet d'un Mémoire qui sera publié dans le *Journal*.

Les indicateurs de pression à rayons cathodiques et leur emploi pratique;

par M. R. d'Aboville,
Attaché à la Direction de la Société Philips.

L'étude au banc d'essais de moteurs de plus en plus poussés pouvant atteindre, dans certains cas, 3000 tours/min, est grandement facilitée par l'emploi des indicateurs électriques qui permettent d'observer simultanément, avec une précision suffisante, l'influence, sur les diagrammes habituels, des anomalies de fonctionnement.

Les indicateurs mécaniques ne conviennent que pour des vitesses n'excédant généralement pas 900 à 1000 tours/min. Cette limite résulte de la fréquence de résonance propre des appareils.

Il est vrai que certains enregistreurs permettent d'atteindre 2500 tours/min, mais ces résultats supposent la réduction à l'extrême des masses en mouvement et rendent les diagrammes difficiles à interpréter.

Constitués essentiellement par un capteur branché sur le cylindre du moteur à étudier et dont la mission est de transformer en variations de courant les variations de pression du cylindre, les indicateurs comportent, en outre, un amplificateur alimenté par les variations de courant en question et qui transmet à un oscillographe cathodique les courants ainsi amplifiés. Le capteur peut agir, soit par variations de champ magnétique (Sunbury), soit par variations piézoélectriques (Zeiss), soit par variations à résistance (Cossor), soit par photo-émission, ou enfin par variations de capacité (Philips).

Les capteurs à variations de capacité qui nous intéressent plus spécialement ici permettent, par un artifice d'amplification, d'obtenir des lectures proportionnelles aux variations de pression. Ils se prêtent à l'étalonnage statique. Ils permettent l'enregistrement des pressions aussi bien que des vibrations mécaniques, sans qu'aucun contact ne soit établi dans ce cas entre le capteur proprement dit et la machine à étudier.

Ils trouvent aussi leur application dans la mesure des allongements, aussi bien que dans la recherche des tensions qui en sont la cause. Leurs possibilités sont donc très grandes.

Le principe de l'indicateur à variations de capacité est très simple. On module, à l'aide des variations de capacité dont le capteur est le siège, une onde porteuse qui, après amplification et détection, fournit la tension requise pour assurer la déflection verticale du spot fluorescent de l'oscillographe.

A l'aide d'un générateur auxiliaire de base de temps (dia-

grammes p. t.) ou d'un autre capteur (diagrammes p. v.) dont les variations de capacité suivent la course du piston, on obtient la déflection horizontale du spot et partant la figure désirée.

Étudions donc plus en détail la constitution d'un tel indicateur :

1° *Capteur de pression.* — Nous nous trouvons en présence d'un véritable microphone à capacité. Pour répondre au but recherché, ce microphone doit satisfaire à certaines exigences.

Sa fréquence de résonance propre doit être au moins huit fois plus haute que le vingtième harmonique de la fréquence enregistrée la plus élevée. Pour un moteur tournant à 900 tours/min, soit à une fréquence de 150 p/sec, on arrive ainsi à une fréquence de résonance du capteur supérieure à 25 000 p/sec.

Un tel capteur ne peut être alimenté en courant continu car, pour des questions d'isolement, il est pratiquement impossible de le relier directement à la grille de la première lampe amplificatrice généralement située à plusieurs mètres du capteur. Mieux vaut insérer la capacité en question dans un pont de Wheastone alimenté par un oscillateur haute fréquence et normalement équilibré en l'absence de toute variation de pression. Il suffit alors de reporter sur un amplificateur approprié la tension haute fréquence modulée par les variations de capacité du capteur pour obtenir, après détection, sur l'oscillographe, des images concordant exactement avec les variations initiales.

2° *Amplificateur.* — En réalité, et même en admettant que les caractéristiques de l'amplificateur soient linéaires, il ne peut y avoir de proportionnalité entre les variations du spot et les variations de pression du cylindre. Pour que cette proportionnalité existe, il faudrait que la flèche de la membrane microphonique soit très petite. Bien que toutes les précautions soient prises à cet égard et que l'entrefer soit réduit à quelques fractions de millimètre, il est impossible d'aller plus loin dans cette voie.

On est donc amené à corriger le défaut à l'intérieur même de l'amplificateur suivant le principe bien connu de la contre-réaction. On emprunte à la sortie de l'amplificateur un peu de l'énergie redressée par celui-ci et l'on applique aux grilles des lampes amplificatrices ce prélèvement d'énergie. Il en résulte une correction de pente des lampes en question qui permet de rattraper les écarts de proportionnalité entre les variations de pression et les variations effectives de tension lues sur l'écran fluorescent.

3° *Compensateur.* — Le pont équilibré, en l'absence de variations de capacité, peut se déséquilibrer de lui-même, non seulement du fait de ses éléments propres, mais aussi du fait des impédances des divers conducteurs auxquels il est rattaché. En principe, on peut admettre que le capteur est shunté par une capacité parasite qui ne peut, en aucun cas, descendre au-dessous de 10 mμF, c'est-à-dire qui reste dix fois supérieure à celle du capteur le mieux étudié.

Il est donc nécessaire, avant chaque mesure, de rééquilibrer le pont. Effectuer cette opération sur le capteur lui-même est pratiquement impossible, puisque le capteur est sur le moteur, tandis que l'oscillographe est, en général, à plusieurs mètres de celui-ci. D'autre part, on ne peut, sans fausser les résultats, laisser une tension parasitaire déphasée de 0 à 360° sur la tension modulée principale, se composer avec celle-ci.

Aussi bien annule-t-on cette tension parasitaire avec un compensateur de tension et de phase alimenté par l'oscillateur principal. Le réglage du compensateur s'effectue à la main sur l'oscillographe lui-même.

4° *Utilisation pratique de l'indicateur.* — L'indicateur permet d'enregistrer le diagramme pression-temps, le diagramme pression-volume des moteurs de tous ordres, ainsi que les déplacements de l'aiguille d'injection des moteurs Diesel.

Le diagramme *pression-temps* s'obtient à l'aide d'un générateur auxiliaire de relaxation dont la période variable permet d'étendre à volonté sur l'écran fluorescent, les phases intéressantes à analyser.

Le diagramme *pression-volume* suppose l'emploi d'un second capteur qui joue le rôle d'indicateur de course et se fixe sur l'arbre principal. Le profil de cet indicateur obéit à certaines règles.

PAIEMENT DE LA COTISATION

Le Trésorier adresse un pressant appel aux Sociétaires qui n'ont pas encore payé la cotisation des années 1942, 1941, 1940, 1939 et même 1938. La cotisation annuelle est actuellement de 100 francs pour Paris et la Seine, et de 85 francs pour les Départements.

Le règlement des cotisations arriérées et celui de l'année 1943 en cours doit parvenir directement à :

M. G. Yvon, Trésorier, 26, rue Berthollet, Arcueil (Seine),

ou par l'intermédiaire de :

M. J. Hulot, Agent général de la Société, 8, rue Daguerre, Paris (14e).

Le paiement peut être fait par chèque sur Paris à l'ordre du Trésorier, par mandat ou virement postal au compte de chèques postaux :

Société française de Physique, n° 227-92, Paris.

L'Administration du Journal de Physique, 12, place de Laborde, ne peut recevoir aucune cotisation de la part des Sociétaires.

Les changements d'adresse ou modifications à l'Annuaire doivent être adressés à M. J. Hulot, 8, rue Daguerre, Paris (14e).

Le Gérant : Maurice Blondin. 117927 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1943.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, rue de Rennes, Paris (VIe).

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANCAISE DE PHYSIQUE.

Les sections de la Société française de Physique de la zone libre ont repris leurs séances dès le mois de novembre 1940. 69 communications ont été présentées du 16 novembre 1940 au 31 décembre 1942, aux sections de Lyon et de Clermont-Strasbourg. Les résumés de ces communications ont été publiés par les *Cahiers de Physique*. Nous nous excusons vivement auprès des auteurs et des lecteurs du *Journal de Physique* de ne pouvoir les reproduire et de n'en donner que les titres; nous publierons les résumés des communications qui seront présentées, à partir du 1er janvier 1943, aux sections de Lyon, de Clermont-Strasbourg et à la section méditerranéenne récemment constituée.

SECTION DE LYON.

Les communications suivantes ont été présentées :

Réunion du 16 novembre 1940 :

1. *Le spectre d'émission de Gamma Cassiopeiæ et son évolution depuis 1935*, par M. Tcheng Mao-Lin (*Cahier de Physique*, no 1, p. 68).
2. *La loi de réciprocité en photobiologie*, par M. Raymond Latarjet (Cahier no 1, p. 69).
3. *Sur l'origine de certaines radiations observées dans le spectre ultraviolet du ciel nocturne et sur l'altitude des couches luminescentes*, par M. Georges Déjardin (Cahier no 1, p. 71).

Réunion du 14 décembre 1940 :

1. *Action des rayons ultraviolets sur quelques moisissures*, par MM. R. Soulillou et A. Tronchet (Cahier no 1, p. 74).
2. *Les bandes telluriques dans le spectre du ciel crépusculaire et dans le spectre du Soleil couchant (région 6600-4600 Å)*, par MM. J. Dufay et J. Plassard (Cahier no 1, p. 76).

Réunion du 18 janvier 1941 :

1. *Traitement thermique des aciers par courants induits de haute fréquence*, par M. Félix Esclangon (Cahier no 1, p. 77).
2. *Trieur portatif pour substances paramagnétiques*, par M. Robert Forrer (Cahier no 1, p. 78).
3. *Le moment magnétique dans la théorie moderne des métaux*, par M. Louis Néel (Cahier no 1, p. 79).

Réunion du 15 février 1941 :

1. *Propagation d'une onde lumineuse sphérique dans l'atmosphère. Application à la géologie*, par M. Jacques Duclaux (Cahier no 2, p. 61).
2. *Sur quelques progrès de la Spectroscopie*, par M. Raymond Ricard (Cahier no 2, p. 62).
3. *La bande de Raffety de la molécule CH et sa présence dans le spectre solaire*, par M. Jean Dufay (Cahier no 2, p. 63).

Réunion du 1er mars 1941 :

1. *Le mésoton*, par M. Louis Leprince-Ringuet (Cahier no 2, p. 64).
2. *Mesure directe de la masse d'un mésoton du rayonnement cosmique*, par MM. L. Leprince-Ringuet, S. Gorodetzky, E. Nageotte et R. Richard-Foy (Cahier no 2, p. 65).
3. *Sur une expérience simple permettant de caractériser le danger d'électrolyse des canalisations souterraines sous l'action de courants vagabonds*, par MM. F. Guéry et G. Déjardin (Cahier no 2, p. 66).

Réunion du 15 mars 1941 :

1. *Champs d'action créés par les potentiels bioélectriques au sein d'une agglomération cellulaire*, par Mlle Arvanitaki (Cahier no 2, p. 68).
2. *Le spectre de Mira Ceti dans le violet et le proche ultraviolet*, par M. Henri Grouillon et Mlle Marie Bloch (Cahier no 2, p. 70).

Réunion du 29 mars 1941,
à l'Université de Grenoble :

1. *Les signes électriques de l'activité nerveuse*, par M. Henry Cardot (Cahier no 2, p. 72).
2. *Calcul des fonctions thermodynamiques de quelques molécules organiques. Leur emploi dans une fabrication industrielle*, par M. Marcel Prettre (Cahier no 2, p. 73).
3. *Décharge lumineuse dans l'air en présence de chlorure de sodium*, par M. Georges Déjardin (Cahier no 2, p. 75).

Réunion du 26 avril 1941 :

1. *Réflexion des ondes électromagnétiques sur les couches ionisées de la haute atmosphère. Mesure du pouvoir réflecteur* par le R. P. Lejay (Cahier no 2, p. 76).
2. *Procédé permettant de stabiliser le fonctionnement d'un amplificateur à lampes par rapport aux variations du courant de chauffage*, par MM. Eugène Cotton et Anatole Rogozinski (Cahier no 2, p. 77).
3. *Application de l'eau lourde à la géodésie*, par M. Jacques Duclaux (Cahier no 2, p. 79).

Réunion du 17 mai 1941 :

1. *Quelques constatations sur l'allure générale des courbes de viscosité des solutions colloïdales*, par M. Joseph Lahousse (Cahier n° 3, p. 61).

2. *Sur quelques aspects du problème de la phototéléphonie*, par M. J.-F. Thovert (Cahier n° 3, p. 63).

Réunion du 14 juin 1941 :

1. *La forme des noyaux d'inversion dans les grandes discontinuités Barkhausen*, par M. Louis Néel (Cahier n° 4, p. 57).

2. *Sources de neutrons de très grande intensité*, par M. Max Morand (Cahier n° 4, p. 60).

3. *Les bandes de Lyman de la molécule d'azote dans le spectre du ciel nocturne*, par M. Georges Déjardin (Cahier n° 4, p. 62).

Réunion du 28 novembre 1941 :

1. *Sur la théorie de l'interaction entre deux particules élémentaires*, par M. Jean Pirenne (Cahier n° 6, p. 69).

2. *Les spectres des aurores de basse latitude et la composition de la haute atmosphère*, par M. Jean Dufay (Cahier n° 6, p. 71).

Réunion du 19 décembre 1941 :

1. *Progrès récents dans la connaissance du rayonnement cosmique, en particulier du mésoton*, par M. Louis Leprince-Ringuet (Cahier n° 7, p. 57).

2. *Les raies brillantes de la couronne solaire et le problème de leur origine*, par M. Junior Gauzit (Cahier n° 7, p. 60).

Réunion du 23 janvier 1942 :

L'état actuel des recherches sur les ondes ultrasonores, par M. Pierre Biquard (Cahier n° 7, p. 61).

Réunion du 13 février 1942 :

1. *Observations sur la caractéristique et le fonctionnement intermittent d'un tube au néon*, par M. Jean Moussiegt (Cahier n° 8, p. 67).

2. *Description d'un limnigraphe*, par M. André Caravel (Cahier n° 8, p. 71).

3. *Influence de l'amplitude sur la vibration des cordes*, par M. Gérard Bertrand (Cahier n° 8, p. 73).

Réunion du 6 mars 1942 :

Les brevets d'invention et la documentation technique, par M. Louis Chéreau (Cahier n° 8, p. 76).

Réunion du 20 mars 1942 :

1. *Nouveau photomètre enregistreur pour l'étude du rayonnement du ciel nocturne et du ciel crépusculaire*, par M. Raymond Grandmontagne (Cahier n° 8, p. 73).

2. *Application du pendule élastique aux nivellements de précision*, par le R. P. Lejay (Cahier n° 8, p. 79).

Réunion du 24 avril 1942 :

La luminescence et son application à l'éclairage, par M. Octave Bachelier (Cahier n° 9, p. 79).

Réunion du 8 mai 1942 :

Fluctuations de potentiel et bruits de souffle dans les amplificateurs électroniques, par M. Gérard Lehmann (Cahier n° 9, p. 79).

Réunion du 15 mai 1942 :

La sensitométrie photographique normalisée, par M. Henri Belliot (Cahier n° 10, p. 71).

Réunion du 29 mai 1942 :

Effets physiques, chimiques et biologiques des ultrasons. Applications, par M. Maurice Arditi (Cahier n° 10, p. 74).

Réunion du 27 juin 1943 a Grenoble :

1. *Présentation d'un magnétogalvanomètre*, par M. Robert Forrer (Cahier n° 11, p. 73).

2. *Les lois de Lord Rayleigh pour certains aciers à aimants*, par MM. Louis Néel et Georges Glinski (Cahier n° 11, p. 73).

3. *Étude sur les pompes à vide à très grandes vitesses de pompage*, par M. Max Morand (Cahier n° 11, p. 74).

4. *Recherches sur les bandes interdites $A \to X$ de la molécule d'azote (bandes de Vegard-Kaplan)*, par M. Joseph Janin (Cahier n° 11, p. 76).

5. *Emploi d'une méthode de battements pour la mesure des susceptibilités paramagnétiques en haute fréquence*, par M. Robert Lancia (Cahier n° 11, p. 77).

6. *Méthode expérimentale de détermination du champ démagnétisant*, par M. Robert Forrer (Cahier n° 12, p. 76).

7. *Champ coercitif et structure cristalline aux rayons X du cobalt pulvérisé*, par M. Louis Weil (Cahier n° 12, p. 77).

8. *Réalisation d'un générateur à très haute tension*, par MM. Max Morand et Eugène Cotton (Cahier n° 12, p. 77).

Réunion du 9 décembre 1942 :

1. *Emploi d'une lampe à vapeur de mercure contenant de l'argon, pour l'obtention d'un spectre de référence dans le proche infra-rouge*, par Mme Renée Herman, MM. Louis Herman et Junior Gauzit (***Journal de Physique*, 4, 1943, p. 76**).

2. *L'enregistrement des particules ionisantes par l'émulsion photographique*, par MM. Tsien San Tsiang et Pierre Cüer (***Journal de Physique***).

SECTION DE CLERMONT-STRASBOURG.

Les communications suivantes ont été présentées :

Réunion du 13 mai 1941 :

1. *Sur l'amplificateur à courant continu*, par M. Emm. Dubois (Cahier n° 3, p. 58).

2. *Détection et dosage de certains gaz par leur absorption infrarouge*, par M. E. Bauer (Cahier n° 3, p. 60).

Réunion du 10 juin 1941 :

1. *Remarques sur la variation thermique des propriétés physiques des solutions*, par M. H. Ollivier (Cahier n° 4, p. 55).

2. *Examen de la possibilité d'entretenir les oscillations d'un rhumbatron*, par MM. J. Alter et J. Yvon (Cahier n° 4, p. 56).

Réunion du 27 novembre 1941 :

Paramagnétisme des solutions liquides de nickel et de cobalt dans les métaux non magnétiques, par M. Louis Weil (Cahier n° 6, p. 67).

Réunion du 19 décembre 1941 :

1. *L'influence de l'altération des roches volcaniques sur la stabilité de leur aimantation*, par M. Gaston Grenet (Cahier n° 7, p. 43).

2. *Sur la théorie de l'expérience de Dufour et Prunier*, par M. Edmond Bauer (Mémoire de l'auteur, cahier n° 6, p. 47).

Réunion du 30 janvier 1942 :

Recherche sur le dichroïsme des molécules de quelques colorants, par M. S. Nikitine (Cahier n° 7, p. 63).

Réunion du 24 février 1942 :

Étude critique de la détermination des masses et dimensions des particules colloïdales, par M. Charles Sadron (Cahier n° 8, p. 65).

Réunion du 20 mars 1942 :

Théorie des lois de Rayleigh du champ coercitif et de l'aimantation idéale, par M. Louis Néel (Cahier n° 8, p. 65).

Réunion du 25 avril 1942 :

1. *Sur le rendement maximum des transformateurs*, par M. Emmaneul Dubois (Cahier n° 9, p. 75).
2. *Viscosité et constitution des liquides*, par M. G. Hugel (Cahier n° 9, p. 77).

Réunion du 30 mai 1942 :

Répartition des électrolytes au sein des solutions d'albumine, par M. L. Ambard et Mlle S. Trautmann (Cahier n° 10, p. 76).

Réunion du 13 juin 1942 :

L'emploi de la raie 4273 Å du chlorure de néodyme dans la mesure des vitesses radiales stellaires, par M. Charles Fehrenbach (Cahier n° 10, p. 78).

Réunion du 18 novembre 1942 :

Un projet de station séismologique moderne, par M. Gaston Grenet (Cahier n° 12, p. 78).

Réunion du 15 décembre 1942 :

1. *Sur le champ cristallin dans les diélectriques polaires*, par M. Edmond Bauer (Mémoire de l'auteur, cahier n° 13, p. 74).
2. *Le coefficient de dilatation et la vitesse des réactions à l'état solide*, par M. Richard Lio (Cahier n° 13, p. 74).

SECTION MÉDITERRANÉENNE.

RÉUNION INAUGURALE DU 16 JANVIER 1943, A MARSEILLE.

La séance est présidée par M. Charles Fabry.

M. le Président rappelle ce qu'est et ce qu'a été la Société française de Physique. Il indique comment elle peut contribuer au progrès de la Physique et souligne tout particulièrement le rôle des sections locales créées dans les villes autres que Paris :

« Les circonstances actuelles ont rendu plus désirable que jamais l'effort de décentralisation qu'exige le fonctionnement des sections et la création de sections nouvelles : les voyages sont presque impossibles, l'impression des publications est très réduite; l'activité scientifique risque de s'éteindre. Dans notre région, l'idée de la création d'une section nouvelle a pris naissance spontanément, mais la réalisation est entièrement due à mon excellent collaborateur et ami Georges Guadet.

« Nous avons vu grand : notre section comprendra toute la région méditerranéenne où se trouvent deux grands centres scientifiques, Montpellier et Marseille. En principe, il y aura à peu près une séance par mois, deux à Marseille et une à Montpellier pendant chaque trimestre. »

M. le Président termine en adressant ses remerciements à MM. Guadet, Jausseran et Reboul qui veulent bien se charger de l'organisation matérielle des réunions à Marseille et à Montpellier, ainsi qu'à M. le Doyen de la Faculté des Sciences de Marseille qui accepte de mettre l'amphithéâtre de Physique de la Faculté à la disposition de la section méditerranéenne pour ses réunions.

Les communications suivantes ont été présentées au cours de la séance :

1. *Calorimétrie par compensation : microcalorimètre à effet Peltier*, par M. A. Tian.
2. *Anomalies photographiques et développement*, par M. Casimir Jausseran.

1. — Calorimétrie par compensation : microcalorimètre à effet Peltier ;

par M. A. Tian.

La méthode calorimétrique qui paraît la plus rationnelle est la méthode par compensation. Elle permet en effet d'éviter la détermination précise de la capacité calorifique du système qui s'échauffe, quantité souvent mal définie ou difficile à évaluer, et qui, en général, n'offre aucun intérêt; l'emploi de la méthode par compensation rend possible la réalisation d'un phénomène à température constante; elle se prête à la mesure de lents dégagements de chaleur parce que les corrections thermiques sont sinon nulles, du moins très réduites; enfin c'est une méthode de « zéro » comportant tous les avantages de pareilles méthodes.

Le phénomène compensateur, antagoniste de celui à étudier, doit être facile à régler et mesurable avec précision à tout instant, ce qui conduit à employer un mode électrique de compensation. L'effet Joule qui est tout indiqué pour les phénomènes endothermiques (dissolution, fusion, vaporisation, etc.) est généralement inapplicable dans le cas des réactions chimiques, qui sont presque toujours exothermiques. Aussi l'auteur s'est-il adressé à l'effet Peltier. Étant donnée la petitesse de ce phénomène, surtout si l'on veut que la chaleur dégagée par effet Joule au voisinage des soudures reste faible, on doit nécessairement faire de la microcalorimétrie. Cette solution présente un avantage très précieux, capital pour étudier des réactions lentes et de faible thermicité, c'est d'éviter l'agitation nécessaire pour uniformiser la température à l'intérieur du calorimètre.

Lorsque l'appareil sert d'intégrateur pour déterminer la chaleur produite au cours d'un phénomène, la température devrait être à tout instant ramenée à sa valeur initiale par le jeu des couples thermoélectriques compensateurs. En fait on ne peut s'astreindre à réaliser un pareil réglage, d'ailleurs impossible à obtenir pratiquement, et le galvanomètre, relié à une autre série de couples servant à détecter les variations de température, dévie. La courbe enregistrée photographiquement donne par son aire (comptée positivement ou négativement suivant que le galvanomètre dévie dans le sens des échauffements ou des refroidissements), la chaleur non compensée. Une autre correction, due à la capacité calorifique, généralement négligeable, peut être à prévoir si la température diffère à la fin et au début d'une expérience, c'est-à-dire si le galvanomètre ne dévie pas également à ces deux instants.

Dans de tels appareils, où la variation thermique du calorimètre évaluée par des couples thermoélectriques est susceptible d'être mesurée avec une extrême précision, on peut avoir

sans inconvénient un coefficient de fuites calorifiques élevé, d'où la possibilité d'employer l'instrument à la manière d'un oscillographe, pour tracer la courbe des débits de chaleur. Le graphique donne ainsi à tout instant la puissance calorifique produite (en sus de l'effet Peltier si l'on conserve la compensation). On a donc un moyen commode d'étudier la cinétique d'une réaction chimique.

Si, au contraire, et dans ce but, il y a intérêt à diminuer les fuites, on veut évaluer une quantité de chaleur dans un temps court vis-à-vis de la durée d'élongation du galvanomètre, on peut se servir d'un appareil en balistique. Ce genre d'utilisation est souvent intéressant, grâce à la sensibilité qui est atteinte.

L'auteur a construit sur ces données un certain nombre de calorimètres. Le vase calorimétrique a un volume de 7 cm^3. C'est un cylindre de 7 cm de hauteur, mobile, s'enfonçant dans une douille fixe dont la surface latérale porte les soudures internes de 42 couples dont les soudures externes sont en contact calorifique avec une grande masse d'eau maintenue à température fixe. Sur ce total 7 couples constituent une pile, les 42 autres couples une seconde pile. Ces deux circuits, dont le rôle peut être interverti à volonté, servent l'un à évaluer la température du calorimètre, l'autre à le refroidir.

On peut mesurer ainsi, et avec la même précision relative (d'environ 0,5 pour 100) des quantités de chaleur dégagées par heure à raison soit de 0,5 à 1 cal/g, soit de 3,5 à 7 cal/g. Le même appareil, fonctionnant en balistique, permet de mesurer à 1 pour 100 près des quantités de chaleur de 1 centième à quelques dixièmes de calorie, à condition que le dégagement ne dure pas plus d'une centaine de secondes. Enfin il peut encore permettre de suivre correctement les variations d'un débit calorifique si, par minute, elles ne dépassent pas 2 à 3 pour 100 de la valeur moyenne de ce débit.

On a fait à l'heure actuelle de nombreuses applications de cette méthode de mesure d'énergie calorifique (*J. de Chimie Physique*, 30, 1933, p. 665 et, avec plus de détails, *Annales de la Faculté des Sciences de Marseille*, 2e série, 6, 1933, p. 3), d'ordre physico-chimique, chimique et biologique. Dans ces dernières années notamment, M. Calvet a pu l'utiliser avec beaucoup de succès pour évaluer de faibles débits de chaleur résultant de la lente absorption par des corps solides, solubles, de solvants volatils. Un phénomène extrêmement curieux a pu être mis en évidence : un dégagement de chaleur produit par l'absorption du solvant avant que celui-ci ne provoque la dissolution. Il semble donc que toute chaleur de dissolution habituellement mesurée serait la résultante de deux phénomènes de thermicité inverse : un dégagement calorifique, dû à la pénétration du solvant dans les mailles du réseau cristallin, suivi d'une absorption de chaleur (qui l'emporte en général) liée à la destruction du cristal. La mesure de la chaleur dégagée au cours des réactions de chimie organique, presque toujours lentes et de faible thermicité, telles que les réactions d'estérification et d'hydrolyse, est rendue également possible par la méthode qui vient d'être exposée.

2. — Anomalies photographiques et développement;

par M. Casimir Jausseran.

Divers phénomènes photographiques sont considérés comme des anomalies, en ce sens qu'ils ne s'accordent pas avec un certain nombre d'idées simples découlant de l'observation. Tels sont, par exemple, la solarisation, l'effet Herschel ou inversion, les écarts à la loi de réciprocité. Le développement étant seul capable de mettre en évidence les propriétés de l'image latente, il est impossible de déterminer *a priori* la part qui revient à cette image dans le caractère normal de ces phénomènes, et l'on peut, par exemple, conclure de l'abaissement de la densité de l'image développée à une diminution de l'image latente.

Les expériences qui font l'objet de cette communication tendent à préciser dans quelle mesure on doit considérer les anomalies comme des phénomènes de développement, selon une expression employée par Trivelli [1] pour la solarisation.

Un certain nombre de résultats antérieurs montrent que le développement joue un grand rôle dans la mise en évidence de la solarisation. Lorsqu'on étudie par exemple la variation de la densité d'une image développée en fonction de la durée du développement, on constate pour des durées moyennes que tout se passe comme si la réaction chimique avait pour une image solarisée une vitesse plus grande et un rendement plus faible que pour une image exposée normalement; le phénomène se complique ensuite [2]. Le fait observé par W. F. Berg [3], que l'on peut obtenir, par impression à très basse température, une densité maximum plus élevée qu'à température ordinaire, paraît indiquer aussi que les développements habituels sont incomplets; il en est de même pour les expériences récentes de W. F. Berg, A. Marriage et W. W. Stevens [4]. Enfin l'étude du spectre d'absorption de l'image développée [5] m'a montré qu'une image solarisée paraissait analogue, de ce point de vue, à une image peu développée.

J'ai cherché d'abord à voir si, même après développement très prolongé, une image solarisée contenait encore de l'argent développable. Une série d'expositions croissant entre les valeurs extrêmes 1 et 10^{10} ayant été données à une pellicule de manière à obtenir l'ensemble de la courbe de graduation jusqu'à la solarisation presque totale, une bande de cette pellicule a été développée longuement, puis effacée au persulfate d'ammonium et développée à nouveau sans autre impression. Après ce traitement les densités des diverses plages croissent en même temps que l'exposition qu'elles ont reçue : la solarisation n'est plus visible. Si l'on fait subir deux fois à un autre morceau de la même pellicule le traitement précédent, on constate que les plages les plus exposées sont encore développables : preuve que le premier développement avait été d'autant plus incomplet que les plages étaient solarisées davantage. La même expérience peut être reproduite pour des développements primitifs de plus faible durée : effaçant et développant à nouveau un nombre suffisant de fois, on fait toujours disparaître la solarisation.

Ce phénomène est donc bien un phénomène de développement. Les mêmes expériences appliquées à l'inversion ou aux écarts à la loi de réciprocité ne permettent pas de tirer pour ces anomalies la même conclusion.

L'étude de la solarisation suggère donc l'hypothèse que la réaction du révélateur sur l'image latente est une réaction limitée, dont le rendement est particulièrement mauvais pour les fortes expositions. Pour corroborer cette hypothèse, on peut essayer de transposer à l'échelle du grain de bromure d'argent ce qui se passe à l'échelle habituelle, et de voir si les circonstances qui améliorent le rendement dans ce dernier cas (élimination des produits de la réaction et état physique plus favorable) agissent de même pour le développement.

J'ai pu effectivement constater que l'élimination partielle par blanchiment, avant tout développement, de l'argent photolytique permet un développement plus complet des images très exposées, résultat d'ailleurs obtenu par d'autres auteurs [6], [2]. Il en est de même pour une immersion préalable dans une solution étendue de l'hyposulfite de sodium : on peut penser dans ce dernier cas que l'action dissolvante de l'hyposulfite sur le bromure d'argent a facilité la réaction, et l'on peut se demander si une action prolongée de l'eau avant le développement donnera le même résultat, malgré la faible solubilité du bromure d'argent. C'est ce que l'expérience vérifie; elle permet de plus de s'assurer que cet effet de l'eau est au moins partiellement de nature physique, puisqu'il est beaucoup moins efficace si l'on sèche la pellicule avant de la développer. Il paraît en résulter que l'eau produit une sorte de dissociation du bromure d'argent, qui altère l'état cristallin. Cette manière de voir est confirmée par l'étude des variations de sensibilité subies par une émulsion vierge à la suite d'immersion dans l'eau suivie ou non de séchage avant toute impression.

Enfin si, au lieu de faire agir l'eau avant le développement, on baigne la plaque pendant plusieurs heures après un premier développement et si on la développe ensuite, non seulement on fait disparaître toute solarisation, mais la nature du premier développement n'intervient plus : on paraît avoir atteint le développement complet.

L'étude précédente appelle un certain nombre de conclusions en dehors de son objet principal, notamment en ce qui concerne l'interprétation théorique de résultats expérimentaux. Elle pourrait permettre de préciser un deuxième caractère (en dehors de la densité de l'image développée), qui aiderait à définir l'image latente : l'action de deux développements, dont l'un est complet, différencie en effet les unes des autres des images latentes donnant la même densité avec les développements incomplets habituels.

[1] Tribelli (A. P. H.), *Zeits. Wiss. Phot.*, 1938, **37**, p. 98.
[2] Arens (H.), *Zeits. wiss. Phot.*, 1934, **33**, p. 105.
[3] Berg (W. F.), *Trans. Faraday Soc.*, 1939, **35**, p. 445.
[4] Berg (W. F.), Marriage (A.) et Stevens (W. W.), *J. Opt. Soc. Am.*, 1941, **31**, p. 385.
[5] Jausseran (C.), *C. R. Acad. Sc.*, 1938, **207**, p. 783.
[6] *Handluch der Photographie. Meidinger*, **5**, p. 274.

A la suite de la communication de M. Jausseran, M. L. Lumière a présenté quelques observations, qui ont amené M. Jausseran à préciser son point de vue dans une note complémentaire (*Voir* Cahier de Physique n° 14).

RÉUNION DU 13 FÉVRIER 1943.

Les communications suivantes ont été présentées au cours de la séance :

1. *Structure de transition entre l'alumine hydratée et l'alumine anhydre, au cours du traitement de la bauxite*, par M. R. Michaud.

2. *Réalisation de résistances électriques de valeurs très élevées*, par M. Pierre Dubouloz.

1. — Structure de transition entre l'alumine hydratée et l'alumine anhydre, au cours du traitement de la bauxite;

par M. R. Michaud.

Nous avons déterminé, au moyen des diagrammes de diffraction des rayons X (méthode Debye et Scherrer utilisée avec le rayonnement K du cuivre), les structures successives que prend l'alumine hydratée au cours de la calcination qu'elle subit dans les usines de traitement de la bauxite. Les échantillons examinés provenaient de la Société d'Électrochimie (usine de Marseille-La Barasse).

Le trihydrate initial, qui est le trihydrate du procédé Bayer (hydrolyse de l'alumine de soude), a été calciné à des températures croissantes, jusqu'à 1200° C, pendant 1 h ou 4 h.

Avant calcination, cet hydrate donne un diagramme de diffraction identique à celui de la gibbsite naturelle, mais un peu différent de celui du trihydrate précipité dans le chlorure d'aluminium par l'ammoniaque.

Vers 300°, le diagramme change brusquement d'aspect; il se simplifie, tout en restant aussi net, et devient identique à celui que donne le monohydrate $Al_2O_3H_2O$ préparé suivant le procédé Tosternd. Toutefois, ce diagramme est différent de celui du monohydrate naturel, ou diaspore. En tout cas, il est ainsi bien établi que l'on passe, lors de la calcination du trihydrate, par une phase monohydrate, qui est stable dans un intervalle d'au moins 100°. Ce fait, mis en évidence par les rayons X, est remarquable, car la courbe de déshydratation du trihydrate, relevée à la balance de compensation (M. Blondel), indique que le dégagement d'eau, qui commence brusquement à 220°, se poursuit sans inflexion ultérieure de la courbe, qui serait susceptible d'être interprétée comme un passage par le monohydrate stable.

A partir de 500° environ, nouvelle simplification du diagramme, qui devient celui d'un corps appartenant au système cubique, quoique ayant des raies assez délavées : il s'agit de l'alumine γ, qui a un spectre identique à celui de Al_2O_3 obtenue par calcination de l'alun, et qui se maintient jusque vers 900° C.

Au delà de cette température, le nombre des raies recommence à croître, puis, après plusieurs spectres de transition d'aspect variable, on arrive, à 1100° C, à l'alumine anhydre rhomboédrique $Al_2O_3\,\alpha$, qui donne un spectre en tous points identique à celui du corindon naturel (de Madagascar).

On a d'ailleurs constaté que le début de la transition $Al_2O_3\gamma \rightarrow Al_2O_3\alpha$ a lieu à une température d'autant plus basse que le maintien en température est plus prolongé.

En définitive, la calcination de l'hydrate provenant du traitement des bauxites par le procédé Bayer se fait suivant le processus :

$$\text{hydrate initial} \rightarrow \text{monohydrate} \rightarrow \text{alumine}\ \gamma \rightarrow \text{alumine}\ \alpha.$$

Au cours de ces examens, nous avons constaté une anomalie curieuse et difficile à expliquer.

Tous les produits de calcination du trihydrate entre 500° et 900° environ présentent une certaine biréfringence; or nous avons vu que leur diagramme de diffraction aux rayons X indique, au contraire, un système cubique. Par conséquent, la symétrie indiquée par les rayons X est d'ordre supérieur à celle révélée par l'examen optique. Le cas ne serait pas nouveau (Friedel) de minéraux ayant une symétrie apparente et supérieure à la symétrie réelle (le quartz est nettement rhomboédrique aux rayons X et probablement clinorhombique du point de vue cristallographique). D'autre part des cristaux cubiques, comme le sel gemme, peuvent présenter une légère biréfringence, lorsqu'ils sont inégalement chauffés. Il se pourrait alors que la biréfringence observée sur les cristaux de Al_2O_3 soit due à des tensions prenant naissance au refroidissement du produit (il faudrait pouvoir prendre un diagramme X du corps alors qu'il est encore à la température du four).

On peut aussi proposer une autre explication : l'angle des arêtes de $Al_2O_3\,\alpha$ est 85° environ et l'arête a pour longueur 3,50 Å; or, l'arête du cube de $Al_2O_3\gamma$ a pour longueur 7,89 Å, soit un peu plus du double de la précédente. En construisant des modèles en carton de la maille de $Al_2O_3\,\alpha$ et en les juxtaposant convenablement, on arrive à réaliser une grande maille cubique ayant environ 7,8 Å de côté. On pourrait donc penser que Al_2O_3 que nous obtenons serait en réalité $Al_2O_3\,\alpha$ en voie de transformation, anisotrope, mais présentant néanmoins, par assemblage de mailles élémentaires rhomboédriques, une périodicité à plus grande échelle, qui ferait apparaître le système cubique sur les diagrammes de diffraction X.

En résumé, cette étude a mis indubitablement en évidence l'existence de la phase monohydrate au cours de la calcination du trihydrate du procédé Bayer et a révélé une anomalie curieuse de l'alumine anhydre.

2. — Réalisation de résistances électriques de valeurs très élevées;

par Pierre Dubouloz.

On peut obtenir des résistances de valeurs très élevées (jusqu'à 10^4 mégohms au moins) en réunissant deux électrodes au calomel par un tube capillaire rempli d'une solution saturée de calomel, très peu conductrice. Un premier type de réali

sation, déjà décrit [1], a été modifié de la façon suivante. Ces résistances sont constituées par trois pièces, réunies en un bloc. La pièce centrale, A, est faite d'un tube de verre, étiré à sa partie inférieure en un capillaire dont le diamètre inférieur est d'environ 0,01 mm, et étiré également à sa partie supérieure en un siphon de plus gros calibre. La pièce A est coiffée d'un tube B, soudé à la piscéine, qui contient l'électrode au calomel supérieure. On remplit le capillaire et le tube A de bas en haut par aspiration, et l'on mesure la résistance de l'ensemble; on réduit alors le capillaire à la longueur donnant la résistance cherchée. On plonge enfin ce capillaire dans une deuxième électrode au calomel, contenue dans un tube C, réuni à A par de la piscéine, qui forme une bague interrompant la conductibilité superficielle du verre, et on scelle le tout. La résistance de l'ensemble n'atteint que lentement sa valeur définitive; il ne faut donc faire sa mesure qu'au bout d'une quinzaine de jours.

A la suite de cette communication, M. MAURICE E. NAHMIAS décrit deux modes de fabrication de grandes résistances adoptées au laboratoire du professeur Blackelt en Angleterre, et qui donnent satisfaction.

RÉUNION DU 10 AVRIL 1943.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. *Étude calorimétrique de la dissolution*, par M. ÉDOUARD CALVET, professeur au Lycée Thiers, à Marseille.

2. *Les mouvements des particules ultramicroscopiques en suspension dans l'air*, par M. PIERRE TAUZIN, Ingénieur principal à la Poudrerie de Saint-Chamas.

1. — Étude calorimétrique de la dissolution;

par M. ÉDOUARD CALVET.

En ralentissant considérablement le phénomène de dissolution, j'ai pu étudier, au microcalorimètre à compensation par effets Peltier et Joule de A. Tian, les effets thermiques qui se produisent au cours de la fixation progressive d'un solvant sur le corps à dissoudre.

Les expériences ont porté d'abord sur des cristaux de composés organiques (urée, acétamide, benzamide, naphtalène, saccharose, iode, etc.) et divers solvants (eau, alcool, acétone, benzène, tétrachlorure de carbone, hexane, sulfure de carbone). Plus récemment, une étude de la gélatinisation des nitrocelluloses par l'acétone, le nitrate de méthyle, les esters acétiques, ainsi que celle de la dissolution dans l'acétone de nitrates de méthylglucoside et de méthylcellobioside, ont été faites.

Méthode utilisée. — Dans la cellule du microcalorimètre, on a placé le solvant et le solide à dissoudre à faible distance l'un de l'autre, afin de laisser absorber lentement la vapeur du premier par le second. L'effet thermique global résultant de la vaporisation du solvant et de l'absorption de la vapeur par le solide représente uniquement la chaleur de fixation des molécules liquides sur celles du solide. Les dispositifs utilisés ont déjà été décrits dans diverses publications [2].

(1) *Archives de Physique biologique*, 1936, **13**, p. 198.

(2) CALVET ÉDOUARD, *J. Chim. Phys.*, 1938, **35**, p. 286-298; *C. R. Acad. Sc.*, 1941, **212**, p. 542; 1941, **213**, p. 126; 1942, **214**, p. 767; 1942, **214**, 716; 1942, **215**, p. 138. — *Ann. Fac. Sciences de Marseille*, sér. II, 1941, **15**, fasc. I; sér. II, 1942, **16**, fasc. I.

Résultats. — *Dans tous les cas étudiés on a observé, au début de l'absorption du solvant, un effet thermique positif, souvent considérable*, qui représente la chaleur dégagée dans l'association du solvant et du soluté.

Pour les corps solubles, la courbe donnant les quantités de chaleur dégagées Q en fonction des quantités de solvant absorbées (n molécules de solvant par molécule de soluté) passe par un maximum, puis devient asymptotique à la droite représentant la chaleur de dissolution à dilution infinie, qui peut être positive ou négative.

Interprétation. — On a affaire à deux phénomènes thermiques différents, de signes contraires, qui se superposent dans la dissolution brutale ordinaire, mais que nos expériences ont permis de séparer.

L'un est dû à la formation exothermique d'un complexe soluté-solvant qui se dissocie ensuite plus ou moins lorsqu'il est passé en solution. L'autre est dû au relâchement des molécules qui constituent le réseau cristallin et à leur dispersion dans le solvant. C'est un phénomène endothermique.

Si la dissociation du complexe soluté-solvant initialement formé est totale, lorsqu'il est passé en solution, il n'apparaît dans le bilan des effets thermiques que le deuxième effet endothermique. La chaleur de dissolution totale est alors négative.

Si la dissociation est incomplète, la chaleur de dissolution totale est plus grande en valeur algébrique et peut être positive.

En réalité, la première partie de la courbe $Q = f(n)$, qui correspond à un dégagement de chaleur croissant avec n, n'est plus rectiligne à partir d'une certaine valeur de n. Elle s'écarte d'autant plus de la tangente à l'origine que le gonflement de la substance solide dû à l'absorption du solvant est plus grand. Le maximum est d'autant plus atténué que le gonflement qui précède la destruction du réseau cristallin est plus important. Le gonflement étant d'autant plus rapide que les molécules absorbées sont plus grosses, le maximum est donc d'autant plus atténué que le poids moléculaire de solvants homologues est plus grand. La vérification a été faite avec la série homologue des esters acétiques et les nitrocelluloses.

On observe parfois, avant le maximum des effets thermiques une variation brusque de pente, qui indique la fin de la formation exothermique du complexe soluté-solvant. Le repérage de l'abscisse du point qui correspond à ce changement de pente permet la détermination de la formule du complexe. Par exemple, pour les nitrocelluloses et l'acétone, nous avons pu établir que ce point correspond à 6 mol d'acétone par chaînon C_6, quel que soit le degré de nitration.

Lorsque la substance est insoluble, il n'y a pas de maximum. La première partie de la courbe, d'abord rectiligne, devient ensuite curviligne, à concavité tournée vers les n croissants. Le gonflement de la substance entraîne alors une absorption de chaleur, qui se superpose au dégagement de chaleur dû à l'adsorption.

Toutes ces formes de courbes ont été observées et ont fait l'objet de diverses publications (*loc. cit.*).

Ces mesures font apparaître les possibilités suivantes :

1° Évaluation de l'affinité des substances solubles pour leurs solvants $\left[\text{mesurée par } \frac{dQ}{dn} \text{ à l'origine des courbes } Q = f(n)\right]$;

2° Détermination de formules de complexes soluté-solvant [par la recherche d'une variation brusque de pente de la courbe $Q = f(n)$];

3° Évaluation de l'énergie de changement de degré d'ordre de l'édifice cristallin (effets thermiques négatifs).

Plus généralement, l'étude des courbes $Q = f(n)$ permet la connaissance plus complète du mécanisme de la dissolution.

Laboratoire de Chimie générale de la Faculté des Sciences de Marseille.

2. — Les mouvements des particules ultramicroscopiques en suspension dans l'air;

par M. Pierre Tauzin.

I. *Préambule.* — On sait que le rayon a et la charge électrique e des particules en suspension dans l'air se déterminent à partir de la vitesse de chute v_1 de ces particules en air calme, et de leur vitesse v_2 de déplacement dans un champ électrique H. On utilise pour cela les formules classiques :

$$(1) \qquad \frac{4}{3}\pi a^3 \delta g = 6\pi\eta a v_1,$$

$$(2) \qquad He = 6\pi\eta a v_2,$$

qui donnent, la première, a, connaissant v_1, et la deuxième, $\frac{e}{a}$, connaissant v_2 (δ, densité de la particule; η, coefficient de viscosité de l'air; $\pi = 3{,}1416$).

Pour photographier les mouvements des particules afin d'en déduire v_1 et v_2, il faut éclairer les particules à l'aide d'une source lumineuse intense.

On s'est alors aperçu de ce fait que, outre la chute et le déplacement dans le champ électrique, il fallait tenir compte d'un troisième déplacement, dû à la lumière, ayant la direction du faisceau lumineux, et découvert par Ehrenhaft en 1910 (photophorèse). La photophorèse est une force de nature encore inconnue, qui pour certaines particules a le sens de la lumière (photophorèse positive : particules d'argent, etc.) et pour d'autres, le sens inverse (photophorèse négative : fumée de tabac, etc.).

Les trois déplacements élémentaires en question (chute, déplacement dans le champ électrique, photophorèse) sont rectilignes et uniformes, et il en est de même du déplacement résultant.

Enfin le mouvement brownien se superpose aux trois mouvements précédents, et produit de légères irrégularités sur les trajectoires.

II. *Appareillage.* — Les particules, contenues dans une petite cuve munie d'électrodes, sont éclairées par une lampe à vapeur de mercure Philips SP 500, qui se comporte comme un filament de mercure horizontal. Un miroir à 45° renvoie la lumière sur un objectif de microscope de faible grossissement (10 environ) et d'axe horizontal, lequel fait une image de ce filament au centre de la cuve. Une chambre d'ultramicrophotographie, dont le système optique est constitué par un tube de microscope comportant un objectif et un oculaire, recueille la lumière diffusée à angle droit du faisceau d'éclairage, dans une direction horizontale.

III. *Interprétation des photographies obtenues.* — A l'aide du dispositif précédent, on a photographié les trajectoires de particules soumises à la chute (verticale), à la photophorèse (horizontale), et à un champ électrique alterné vertical, produit par une pile et un inverseur mécanique.

Sur les photographies, on observe les oscillations des particules. Voici comment on en déduit les trois déplacements élémentaires.

Pendant une période entière, l'action totale du champ électrique est nulle. Tout se passe comme si le déplacement résultant, au cours de cette période, avait lieu uniquement sous l'action de la chute et de la photophorèse. La composante verticale de ce déplacement résultant donne la chute, la composante horizontale donne la photophorèse.

En considérant ensuite le déplacement de la particule pendant une demi-période, on peut trouver l'action du champ électrique, puisqu'on connaît déjà la part qui revient à la chute et à la photophorèse.

Si la densité de la particule est inconnue (fumées issues de combustion), les deux équations (1) et (2) donnent en réalité les deux quantités $a^2\delta$ et $\frac{e}{a}$. Il faut obtenir une troisième équation, en provoquant la capture d'une charge électrique élémentaire e_0 par la particule, dont la charge devient $e + e_0$; on a alors :

$$(3) \qquad H(e + e_0) = 6\pi\eta a v_3, \qquad \text{avec} \quad (e_0 = 4{,}77 \cdot 10^{-10} \text{ U.E.S.}).$$

Ces charges électriques sont produites en approchant de la cuve à particules un tube contenant du radium.

IV. *Expériences.* — On a présenté quelques expériences, et je remercie vivement M. Jausseran, maître de conférences à la Faculté des Sciences, et M. Cotton, assistant, de l'aide qu'ils ont bien voulu m'apporter pour leur mise au point.

a. Projection sur un petit écran translucide de l'image des particules de fumée éclairées par une lampe à vapeur de mercure Philips SP 500 (brillance 33 000 bougies par centimètre carré).

Le dispositif est en principe le même que celui qui a été décrit plus haut pour photographier les particules. Il en diffère seulement par le détail suivant : au lieu de recevoir l'image des particules sur une plaque 6 1/2 × 9 cm, placée à 10 cm du système optique, on la reçoit sur un écran translucide de forme carrée en papier calque de 40 × 40 cm, placée à 60 cm environ du système optique. On observe la chute (verticale), la photophorèse (horizontale) et l'oscillation dans un champ électrique alterné vertical, de particules de fumée de tabac ou de bleu de méthylène ([3]).

Introduisons dans la cuve une fumée dont les particules sont électriquement neutres (fumée de tabac provenant de l'extrémité allumée de la cigarette), faisons fonctionner le champ électrique oscillant aux bornes de la cuve et approchons de cette dernière un tube de radium. Les particules captent des ions et se mettent à osciller. Cette expérience a pu être faite, grâce à M. Nahmias, Chef du Laboratoire de Radiobiologie du Centre national anticancéreux, qui avait apporté un tube de quelques milligrammes de radium. Je lui adresse mes remerciements.

b. Projection, sur un petit écran translucide, de particules de fumée de bleu de méthylène éclairées par le cratère positif d'un arc de 5 A et observées dans une direction voisine de la direction d'éclairage. Dans le montage précédent, on peut remplacer la lampe SP 500 par un arc électrique de 5 A entre charbons. Cet arc est moins brillant que la lampe SP 500, aussi la projection est-elle moins brillante. Mais on a regagné la luminosité perdue en observant les particules dans une direction très voisine de celle du faisceau d'éclairage.

Le cratère positif de l'arc est placé à 80 cm environ d'un objectif de projection (ouverture $f/1{,}7$, distance focale 10 cm environ). Le faisceau lumineux est renvoyé par un miroir dans une direction faisant environ 45° avec la direction primitive. L'image de l'arc se fait au centre d'une cuve spécialement construite, pour permettre l'observation dans une direction horizontale, c'est-à-dire à 45° du faisceau d'éclairage. Le dispositif d'observation des particules (système optique de projection et écran) est le même que dans l'expérience précédente. La direction de photophorèse n'étant pas contenue dans le plan de front visé par l'appareil, les particules ne sont au point que dans la région centrale de l'écran.

Avec des particules de bleu de méthylène qui sont fortement photonégatives, la photophorèse surpasse de beaucoup le poids de la particule. On voit les particules remonter, mais dès qu'on met sur le trajet du faisceau un écran absorbant (plaque photographique convenablement voilée), la photophorèse diminue et l'on observe la chute. La photophorèse réapparaît brusquement quand on enlève l'écran absorbant.

c. Observation au microscope du mouvement de particules de fumée de tabac éclairées à l'aide d'une lampe électrique de poche. Le détail du montage a été publié ailleurs (*Bulletin de l'Union des Physiciens*, mai 1939, p. 344).

([3]) Obtenues par la combustion d'un mélange de bleu de méthylène et de perchlorate d'ammoniaque.

RÉUNION DU 8 MAI 1943.

La séance est présidée par M. Louis Lumière.

Les communications suivantes ont été présentées au cours de la réunion :

1. *Les méthodes pour diminuer les pertes de lumière par réflexion dans les instruments d'optique*, par M. Charles Fabry.

2. *Facteurs de réflexion des lames minces*, par M. Marcel Perrot.

1. — Les méthodes pour diminuer les pertes de lumière par réflexion dans les instruments d'optique;

par M. Charles Fabry.

Toute *réfraction* à la surface de séparation de deux milieux est accompagnée de *réflexion*, et même d'un peu de *diffusion* si la surface n'est pas parfaitement polie. Nous étudierons seulement les milieux transparents, et nous supposerons négligeable la diffusion à la surface.

La plupart des instruments d'optique usuels sont faits pour utiliser la réfraction. On sait bien qu'il y a de la réflexion à chaque surface, mais on n'en parle guère. Ces réflexions pourtant ont des effets nuisibles de deux sortes :

1° La lumière réfléchie une seule fois ou un nombre impair de fois est renvoyée en avant de l'instrument, et ne peut parvenir à l'appareil récepteur (œil ou couche photographique); le flux ainsi réfléchi intervient seulement pour diminuer la lumière utile, par suite pour diminuer la clarté.

2° La lumière réfléchie un nombre pair de fois, au contraire, vient se mélanger à la lumière directement transmise qui produit l'image, ou lumière utile; elle donne du *voile* sur cette image, ce qui diminue les contrastes, et par suite rend moins visibles les détails et rend plus difficile la recherche d'un objet déjà peu visible. Les instruments d'optique devraient être sévèrement contrôlés en ce qui concerne l'absence de toute *lumière nuisible*, quelle qu'en soit la cause.

1° Une seule surface de séparation entre air et verre a un facteur de réflexion qui peut, en moyenne, être pris égal à 0,05 sous les incidences voisines de la normale; le facteur de transmission est alors $t = 0{,}95$. Un instrument comportant p surfaces aura, pour la lumière utile, un facteur de transmission $T = t^p$; on trouve les valeurs suivantes :

Nombre de surfaces	2.	8.	16.	32.	64.
Facteur de transmission utile	0,90	0,66	0,44	0,19	0,037

L'absorption par les verres, qui n'est jamais nulle, diminue encore ces nombres. Dans certains instruments, le facteur utile de transmission ne dépasse pas 0,15.

2° La lumière nuisible augmente avec le nombre de surfaces, et se mélange avec une lumière de plus en plus affaiblie.

Ces deux inconvénients deviennent très graves dans la vision aux faibles brillances et particulièrement dans la vision de nuit.

Pour améliorer l'instrument, il faut diminuer le facteur de réflexion de chaque surface : on y arrive en déposant sur la surface une très mince couche d'une substance transparente d'indice de réfraction intermédiaire entre l'indice de l'air et celui du verre. Le phénomène d'interférence auquel donne lieu cette lame mince permet d'obtenir une importante diminution du facteur de réflexion. La lame mince doit avoir une épaisseur voisine de $0^{\mu},1$. Le facteur de réflexion sera *nul* si, entre l'indice n de la lame mince et l'indice N du verre, on a la relation $p = \sqrt{N}$. Malheureusement cela conduit pour n à des valeurs très faibles; pour $N = 1{,}53$ on devrait avoir $n = 1{,}24$; aucun corps solide n'a un indice aussi faible.

Il se produit toutefois un fait curieux : si la couche n'est pas continue, si elle présente de très nombreuses et très petites lacunes, elle se comporte comme un corps continu d'indice plus faible que le sien. Malheureusement, ces couches non homogènes donnent parfois (non toujours) de la lumière diffusée.

Plusieurs méthodes permettent d'obtenir la mince couche qui diminue les pertes par réflexion.

1° Le premier essai réussi a été fait au laboratoire de la General Electric Company par Langmuir et ses collaborateurs (en particulier Miss Bladgett), au moyen de couches d'un sel d'acide gras (stéarate de baryum, puis arachidate de cadmium). L'indice étant trop fort, on utilise une couche lacunaire, qui d'ailleurs ne diffuse pas. On obtient la disparition totale de la lumière réfléchie. Malheureusement ces couches ont été jugées trop fragiles pour l'usage pratique.

2° Par évaporation dans le vide de fluorures (corps de faible indice) : fluorures de lithium, de calcium, de magnésium; cryolithe, on obtient ainsi une forte diminution de la réflexion, mais non sa disparition totale. Des couches lacunaires produisent la disparition presque totale, mais elles diffusent.

Ce procédé présente cet intérêt qu'il s'applique aux corps les plus divers, avec des indices très variés, depuis 1,35 (fluorure de lithium) jusqu'à 3 (oxyde de titane).

3° Par des procédés purement chimiques, on peut déposer à la surface du verre une mince couche de silice amorphe, dont l'indice est 1,45, ce qui permet de diminuer de moitié le facteur de réflexion du crown et dans une plus forte proportion celui du flint. Des couches lacunaires donnent une réduction plus importante, mais elles diffusent. Ces couches peuvent être obtenues de plusieurs manières :

a. On dépose à la surface du verre une mince couche d'un silicate soluble, que l'on traite ensuite par un acide (brevet Leitz).

b. Une dissolution de silicate, à laquelle on ajoute un liquide convenable, laisse déposer de la silice. Ce procédé, très simple en principe, a été imaginé par M. Louis Lumière, qui a bien voulu nous autoriser à l'employer. Un instrument qui avait un facteur de transmission de 0,14 a été traité par ce procédé; le facteur de transmission pour la lumière utile a doublé (0,28), en même temps que la lumière nuisible était divisée par 2. Pour cette double raison, les contrastes sont largement augmentés. Une étude approfondie, faite par M. Françon, de la lumière réfléchie par une couche a montré que son indice est bien 1,45 (silice amorphe).

c. En traitant la pièce de verre par un acide convenable, on dissout surperficiellement une partie des composants du verre, et il y reste une couche de silice.

Emploi de deux couches. — On peut théoriquement arriver à supprimer complètement la réflexion sans couche lacunaire diffusante, au moyen de deux couches superposées, la première d'indice fort, la deuxième d'indice voisin de celui du verre.

Si de telles couches pouvaient être obtenues facilement et avoir une bonne résistance mécanique, elles auraient des applications pratiques importantes (glaces d'automobiles, devantures de magasins, protection des tableaux, etc.).

Augmentation du facteur de réflexion. — Dans beaucoup d'instruments d'optique, on a besoin d'une surface à la fois transparente et réfléchissante, avec un rapport donné entre les deux faisceaux. On se sert habituellement de verre recouvert d'une très mince couche métallique, qui a l'inconvénient de n'être pas exempte d'absorption. De minces couches d'un corps transparent à très fort indice pourraient donner lieu à des applications intéressantes.

Le Gérant : Maurice Blondin. 118299 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1943.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, rue de Rennes, Paris (VIe).

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

SÉANCE DU 16 AVRIL 1943.

Présidence de M. A. PÉRARD.

Aucune observation n'est présentée à propos des communications faites dans la séance du 19 mars. Le procès-verbal est adopté.

M. le Président a le regret de faire part du décès de M. Boitel, Professeur honoraire au Lycée Lakanal et adresse à la famille les condoléances de la Société.

Les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est statué de suite sont présentées :

Sont admis comme membres de la Société française de Physique :

Mme Vassy (Arlette-Jeanne), Docteur ès sciences, 15, rue Daubenton, Paris (5e), présentée par MM. E. Darmois et E. Vassy.

MM. Kling (Roger-Alexandre), Ingénieur des Arts et Manufactures, 27, rue Jasmin, Paris (16e), présenté par MM. J. Cabannes et E. Darmois.

Raymond (François-Henri), Ingénieur au Laboratoire Central d'Électricité et à l'Union d'Électricité, 6, Cité nouvelle du Champ-Rond à Orléans (Loiret), présenté par MM. R. Jouaust et G. Laville.

Romanovsky (Vsevolod), Boursier de Recherches au Centre national de la Recherche scientifique, 5, rue Georges-Delavenne, Paris (7e), présenté par MM. E. Darmois et Ch. Maurain.

Talpain (Abbé Léon), Professeur de Mathématiques au Séminaire des Missions à Vals-près-le-Puy (Haute-Loire), présenté par MM. J. Abelé et Ch. Burdo.

M. le Secrétaire général indique comme ouvrages reçus pour la Bibliothèque :

Laboratoire d'Essais du Conservatoire des Arts et Métiers : Publications de juin 1939 à janvier 1942 (nos 41, 43, 44, 46, 50 à 67).

Les communications suivantes ont été présentées au cours de la séance :

1° *Progrès dans la connaissance expérimentale du Mésoton. Exposé général*, par M. L. Leprince-Ringuet;

2° *Échauffement d'un disque métallique disposé normalement dans un champ magnétique sinusoïdal*, par M. G. Ribaud.

Ces communications feront l'objet de Mémoires qui seront publiés dans le *Journal*

SÉANCE DU 21 MAI 1943.

Présidence de M. A. PÉRARD.

Aucune observation n'ayant été présentée à propos des communications faites le 16 avril, le procès-verbal est adopté.

M. le Président fait part du décès de M. E. Jouguet et prononce l'allocution suivante :

Mes chers Collègues,

Lors de la précédente séance, nous ignorions encore le décès, pourtant déjà survenu depuis plusieurs jours, d'une des personnalités scientifiques les plus marquantes de notre Société : Émile Jouguet, Inspecteur général des Mines, qui a succombé à Montpellier des suites d'une opération.

Jouguet était né à Bessèges (Gard) en 1871. Après des études particulièrement brillantes au Lycée de Nîmes, il était entré à l'École Polytechnique à l'âge de 18 ans, pour en sortir dans le Corps des Mines où il exerça pendant longtemps le contrôle technique des chemins de fer, se trouvant ainsi maintenu en contact direct avec les réalités de la science dont il enseignait les théories, comme professeur d'abord à l'École des Mines de Saint-Étienne, répétiteur, puis professeur de Mécanique à l'École Polytechnique, professeur d'analyse mathématique et de topographie, puis professeur de machines à l'École supérieure des Mines.

L'œuvre de Jouguet a trait à la thermodynamique et à la mécanique chimique. Il s'est particulièrement consacré à l'étude des explosifs et à la théorie des moteurs thermiques. Il a étudié les propriétés des tourbillons et le mode de propagation des discontinuités dans les fluides, en abordant le cas général des ondes de forme quelconque et en admettant encore que, dans l'état du fluide, intervient une variable chimique. Il a aussi poussé profondément les recherches sur la similitude dans le mouvement des fluides, question si importante pour les expériences faites à échelle réduite sur des carènes de navires ou sur des modèles d'avions. Dans ses études sur le rendement des moteurs thermiques, il a notamment montré comment on peut rattacher le calcul des pertes de tous genres à la notion d'irréversibilité.

Deux fois lauréat de l'Académie des Sciences, Jouguet entrait en 1930 dans la Section de Mécanique.

Il est l'auteur de nombreuses notes et d'ouvrages, dont les trois principaux sont les *Lectures de Mécanique*, la *Mécanique des Explosifs* et la *Théorie des moteurs thermiques*.

Il était Membre à vie de notre Société depuis 1910.

Nous prions son frère, M. Pierre Jouguet, d'accueillir les bien sincères condoléances de la Société française de Physique.

La demande d'admission suivante est présentée; il est statué de suite : est admis comme Membre de la Société :

M. LAREGINIE (Edmond), Ingénieur, 12, rue du Havre, Paris (9e), présenté par MM. Villey et Vernotte.

Les communications suivantes ont été présentées en séance :

1° *Méthode des Poudres pour l'obtention des spectres d'absorption infrarouges*, par M. J. LECOMTE;

2° *Étranglements en série sur un écoulement gazeux*, par M. J. VILLEY.

Ces communications feront l'objet de Mémoires qui seront publiés dans le *Journal*.

SÉANCE DU 18 JUIN 1943.

Présidence de M. A. PÉRARD.

Aucune observation n'est présentée à propos des communications faites le 21 mai. Le procès-verbal est adopté.

Les demandes d'admission suivantes sont présentées sur lesquelles il est statué de suite.

Sont admis comme membres de la Société française de Physique :

M. ACLOQUE (Paul-Henri), Licencié ès sciences, Professeur de Physique à l'École Saint-Martin de Pontoise, 7, Place de la République, à Cergy (Seine-et-Oise), présenté par MM. E. Darmois et O. Yadoff.

COMPAGNIE POUR LA FABRICATION DES COMPTEURS ET MATÉRIEL D'USINES A GAZ, 12, Place des États-Unis, à Montrouge (Seine), présentée par MM. E. Darmois et J. Hulot.

Les communications suivantes ont été faites en séance :

1° *Les raies satellites L dans les spectres de rayons X des atomes lourds et leur interprétation. Détermination expérimentale des états d'ionisation profonde multiple* (*Projections*), par Mlle Y. CAUCHOIS;

2° *Susceptibilité magnétique du nickel et du fer à haute température* (*Projections*), par M. M. FALLOT.

Ces communications feront l'objet de Mémoires qui seront publiés dans le *Journal*.

SECTION MÉDITERRANÉENNE.

RÉUNION DU 8 MAI 1943 (*suite*).

2. — Facteurs de réflexion des lames minces; par M. MARCEL PERROT.

En déposant des couches très minces plus ou moins absorbantes sur des supports transparents (verre ou quartz), on obtient des lames complexes dont les propriétés optiques ont reçu dans ces dernières années de nombreuses applications.

Pour déterminer les facteurs de réflexion R quand la réflexion s'effectue dans l'air sur la couche, et R′ quand la réflexion s'effectue dans le support sur la couche, il faut tenir compte des réflexions multiples de la lumière dans cette couche. On peut alors aboutir à des relations simples permettant un calcul facile des facteurs R et R′ en fonction de l'indice de réfraction ν, de l'indice d'extinction $\varkappa$ et de l'épaisseur de la lame complexe et de l'indice de réfraction n' du support.

Une construction graphique [1], tout en donnant des résultats précis, permet d'abréger considérablement les calculs à effectuer et de tracer en peu de temps un véritable réseau de courbes. Cette méthode permet en outre d'étudier les variations des facteurs de réflexion en fonction des constantes optiques ν' et $\varkappa$. Elle montre que les courbes donnant R et R′ en fonction de l'épaisseur de la lame peuvent passer par un maximum très accentué et même par une succession de maxima et de minima lorsque le coefficient d'extinction $k = \frac{\varkappa}{\nu}$ diminue. Ainsi s'expliquent les maxima observés dans les cas des lames minces d'or et d'argent pour les faibles longueurs d'onde et les phénomènes de coloration fournis par les lames métalliques oxydées.

La construction graphique légitime encore l'existence d'un minimum du facteur de réflexion verre-métal mis en évidence, pour la première fois, par Rouard [2], pour les très faibles épaisseurs d'argent et d'or. Ce minimum, que l'on retrouve pour les lames minces de chrome déposées par vaporisation thermique [3], se produit pour tous les métaux dont les constantes optiques vérifient la relation : $\nu^2 + \varkappa^2 > n'^2$[1]. La construction montre enfin la possibilité d'un chevauchement des courbes R et R′, anomalie signalée par Goos il y a quelques années.

Lorsque $\varkappa$ est voisin de zéro, les courbes R et R′ sont rapprochées et prennent l'allure de sinusoïdes peu amorties. C'est ce qu'on obtient en effectuant des projections cathodiques à partir d'une cathode de chrome [4]. Les lames déposées, vraisemblablement constituées par de l'oxyde de chrome, sont très transparentes et très adhérentes au support. A partir de la valeur du maximum du facteur de réflexion R, qui est de l'ordre de 25 pour 100 dans le spectre visible, on trouve pour l'indice de réfraction de ces lames une valeur voisine de 2.

Ces propriétés peuvent être utilisées chaque fois que l'on veut augmenter le facteur de réflexion d'un corps transparent sans augmenter son pouvoir d'absorption. Les dépôts de « chrome » cathodique sont déjà utilisés pour construire des lames d'étalons de Pérot-Fabry destinées à l'étude spectroscopique des sources de lumière de très faible brillance. Les anneaux à l'infini qu'elles fournissent ont un constraste suffisant pour assurer un bon pointé. Ces lames ont de plus, sur les lames semi-argentées, l'avantage de pouvoir être nettoyées et de conserver un facteur de réflexion constant.

En oxydant une lame métallique, on obtient un dépôt dont l'indice d'extinction est le plus souvent considérablement plus faible que celui du métal. En s'adressant à un oxyde dont l'indice de réfraction est voisin de 2,8, on pourra résoudre au mieux le problème de la division d'une onde lumineuse en deux parties égales.

A partir des lames de chrome préparées par voie thermique, on peut obtenir des dépôts plus ou moins oxydés, ce qui a pour effet de diminuer le facteur de réflexion, mais d'augmenter le facteur de transmission. En réglant l'oxydation, on peut rapprocher l'un de l'autre ces deux facteurs et leur donner une valeur voisine de 0,4 [3].

[1] MARCEL PERROT, *Revue d'Optique*, 1er trimestre 1943.
[2] PIERRE ROUARD, *Ann. de Physique*, 1937, **7**, p. 291.
[3] MARCEL PERROT, *Thèse*, présentée en mai 1943.
[4] PIERRE ROUARD et MARCEL PERROT, *Cahiers de Physique*, mars 1943, **13**.

SECTION DE LYON.

RÉUNION DU 27 JANVIER 1943.

Les communications suivantes ont été présentées au cours de la séance :

1. *Le spectre d'une « nuit claire »*, par MM. TCHENG MAO-LIN et JEAN DUFAY.

2. *Sur le spectre des éclairs*, par M. JEAN DUFAY.

3. *Probabilités classiques et matrices de la mécanique quantique*, par M. MAX MORAND.

1. — Le spectre d'une nuit claire;

par MM. TCHENG MAO-LIN et JEAN DUFAY.

1. L'étude systématique des variations d'intensité des raies brillantes du ciel nocturne, que nous poursuivons régulièrement depuis vingt-sept mois, nous a permis d'observer, dans la nuit du 2 au 3 décembre 1940, un phénomène remarquable.

Nous avons fait, cette nuit-là, à Saint-Genis-Laval, 5 poses de 2 h chacune, avec notre petit spectrographe à deux prismes de flint, en visant, comme de coutume, à 20° au-dessus de l'horizon ouest. L'intensité du spectre continu, d'abord tout à fait normale, a augmenté vers le milieu de la nuit et atteint sa plus grande valeur entre 1 h 25 min et 3 h 25 min (T. U.), puis elle a diminué beaucoup. Les mesures faites sur une dizaine de radiations de l'intervalle 4500-6300 Å montrent des variations fort semblables, de sorte que la répartition spectrale de l'énergie ne paraît pas avoir subi de grands changements. En prenant comme unité l'intensité du spectre continu au début de la nuit, on obtient, pour les 5 poses successives, les intensités ci-dessous :

Heure (T.U.) du milieu de la pose	20^h15^m.	22^h18^m.	0^h20^m.	2^h25^m.	4^h28^m.
Intensité	1,00	1,00	1,56	2,56	1,18

La raie jaune du sodium (5892 Å) avait la même intensité que pendant les nuits d'observation les plus rapprochées du 2 décembre (25, 26, 27 novembre, 24 et 26 décembre). La raie verte de l'oxygène (5577 Å) n'a pas montré non plus de fluctuations importantes au cours de la nuit, mais elle était deux fois plus forte que pendant les autres nuits de novembre et décembre (moins forte toutefois qu'en octobre). Seule la raie rouge de l'oxygène (6300-6364 Å) a présenté de grandes variations et atteint une intensité considérable en même temps que le spectre continu.

2. Götz a constaté visuellement, à Aresa, le renforcement de la raie verte et classé la nuit du 2 au 3 décembre comme « nuit claire », de même que celles du 28 au 29 décembre 1940 et du 27 au 28 janvier 1941. Störmer, qui rapporte ces observations, a lui-même photographié à Oslo le spectre de la nuit claire du 26 au 27 janvier 1941. Les deux clichés obtenus en posant 10 h, avec deux spectrographes différents, montrent les raies 4577, 5892 et 6300 Å et, bien que l'auteur n'insiste pas sur ce point, leurs enregistrements font aussi apparaître un fond continu intense (*Astrophysiea Norvegica*, 1941, **3**, p. 273).

Ainsi, les observations spectrales confirment l'opinion émise par Lord Rayleigh à la suite des mesures photométriques qu'il a faites en lumière bleue, verte et rouge, pendant les nuits claires des 6 et 9 novembre 1929 : *les nuits claires diffèrent profondément des aurores solaires* (*Proccedings Royal Society*, **A**, 1931, **131**, p. 376). Leur spectre ne contient pas les bandes négatives de l'azote caractéristiques des aurores et la brillance anormale du ciel est essentiellement due à la grande intensité du spectre continu.

3. La forte excitation de la raie 6300 Å pendant la nuit du 2 au 3 décembre 1940 rappelle le phénomène analogue observé dans les aurores éclairées par le Soleil. Par ailleurs, il est naturel de supposer que le spectre continu des nuits claires provient de la diffusion de la lumière solaire sur des particules d'altitude très élevée. Il pourrait s'agir de poussières météoritiques ou volcaniques (Max Wolf, *Astronomische Nachrichten*, 1908, **178**, p. 298) ou encore d'un large faisceau d'électrons solaires qui ne pénétrerait pas assez profondément dans l'atmosphère pour y provoquer une aurore. Un calcul simple montre que le nombre total d'électrons par centimètre carré, dans la direction visée, devrait être de l'ordre de 10^{18}.

La répétition de trois nuits claires à 27 et 54 jours d'intervalle environ a fait effectivement penser à la possibilité d'une liaison avec un phénomène solaire (Störmer, *loc. cit.*), mais, d'après les renseignements qu'a bien voulu nous communiquer M. d'Azambuja, seule la nuit claire du 2 au 3 décembre 1940 pourrait être rapprochée d'une faible éruption chromosphérique.

2. — Sur les spectres des éclairs;

par M. JEAN DUFAY.

H. Israël et K. Wurm ont publié récemment une note assez détaillée sur le spectre des éclairs (*Naturwissenschaften*, 1941, **29**, p. 117). Sur un cliché obtenu au prisme-objectif, ils ont identifié 18 raies, appartenant à O I, O II, N I, N II et H I, et 4 bandes du système négatif de la molécule d'azote ionisée.

Les auteurs n'ont accordé que peu d'attention au travail analogue de Philip Fox (*Astrophysical Journal*, 1903, **18**, p. 294), qui avait comparé les raies des éclairs à celles du spectre de l'étincelle dans l'air, sans chercher, il est vrai, à les attribuer à des atomes ou des ions déterminés. Mais il était difficile de faire beaucoup mieux il y a quarante ans.

Par ailleurs, Israël et Wurm semblent ignorer les observations que j'ai faites de 1923 à 1925, avec un spectrographe à fente, à optique de quartz (*C. R. Acad. Sc.*, 1926, **182**, p. 1331). C'est pourquoi, sans doute, se référant uniquement à des observations visuelles publiées en 1870, ils pensent que les bandes présentes dans les spectres des éclairs n'ont jamais été identifiées. En réalité, j'avais pu caractériser non seulement le système négatif, mais encore le second système positif de l'azote, dont les bandes ultraviolettes ont naturellement échappé aux observations d'Israël et Wurm. Le tableau ci-dessous donne les longueurs d'onde des bandes que j'avais observées et leur attribution.

Éclairs.		N_2^+.		N_2 (2P).	
Très faible	4653....	4653	$1 \to 3$	–	
Faible	4270....	4277	$0 \to 1$	–	
Large très forte	3912. ..	3914	$0 \to 0$	–	
Large forte	3578....	3583	$1 \to 0$	3577	$0 \to 1$
–	3536....	–		3536	$1 \to 2$
Étroite	3370....	–		3370	$0 \to 0$
Très faible	3309....	3309	$2 \to 0$	3309	$2 \to 2$
Faible	3160....	–		3159	$1 \to 0$
Très faible	2975....	–		2977	$2 \to 0$

(L'aspect de la bande 3578 suggère qu'elle est due principalement à la bande négative 3583.)

Quant au spectre de raies brillantes, je ne l'avais observé nettement qu'une seule fois (12 clichés montrant seulement les bandes) et je m'étais encore borné à le comparer au spectre de l'étincelle dans l'air. Avec la petite dispersion de mon spectrographe dans la région visible, beaucoup de raies étaient d'ailleurs « *blend* ». Mes mesures sont plus intéressantes

dans l'ultraviolet et montrent que les principales raies appartiennent au spectre N II (déjà caractérisé dans le visible par les fortes raies 5005 et 4530 Å).

	Éclairs.	N II.
Forte	3993........	3995,0 (10)
Diffuse	3438........	3437,2 (6)
Forte	3328........	3328,8 (4)
Faible	3007........	3006,7 (7)

(Seule la première de ces raies a pu être observée par Israël et Wurm.)

Depuis quelques années, j'ai rassemblé avec divers collaborateurs un assez grand nombre de spectres d'éclairs, obtenus pour la plupart avec des spectrographes à fente. D'un cliché à l'autre, l'intensité relative de certaines raies montre de grands changements. Un grand nombre de radiations nouvelles ont été identifiées et leur liste sera publiée bientôt.

3. — Probabilités classiques et matrices de la mécanique quantique;

par M. Max Morand.

I. Nous allons raisonner dans le cas du jeu de pile ou face et considérer un ensemble de pièces quelconques, symétriques ou non. Nous supposons seulement que les probabilités p et q d'amener respectivement une face ou l'autre de ces pièces sont bien définies et que l'on a, en toute généralité, $0 \leqq p \leqq 1, p + q = 1$.

Inscrivons respectivement sur chaque pile et sur chaque face de toutes ces pièces un même nombre algébrique donné. Désignons par π_1 et π_2 ces deux nombres, supposés différents l'un de l'autre.

Quelles que soient les valeurs des probabilités p et q, en excluant cependant les cas $p = 0$ et $p = 1$, supposons que les seules opérations que l'on puisse réaliser avec chacune des pièces sont les suivantes :

1° Si l'on dispose de tous les moyens possibles pour examiner à loisir et manipuler la pièce, on peut faire apparaître avec certitude soit π_1, soit π_2;

2° Si on lance la pièce au hasard, on peut faire apparaître π_1 avec la probabilité p et π_2 avec la probabilité $q = 1 - p$. Dans ce cas, les seules grandeurs algébriques que le calcul des probabilités puisse utiliser sont les divers moments $m_1 = \pi_1 p + \pi_2 q$ ou valeur moyenne, $m_2 = \pi_1^2 p + \pi_2^2 q$ ou valeur moyenne des carrés, etc.

Ces deux modes opératoires font clairement apparaître les notions de certitude et d'incertitude dans la détermination des valeurs π_1 et π_2. En effet, lorsqu'on opère selon le premier arrangement, on fait apparaître avec certitude l'une des valeurs π_1 ou π_2; les cas $p = 1$ ou $p = 0$ sont alors réalisés avec une pièce quelconque et ils correspondent bien tous deux à la certitude de la détermination des valeurs π_1 et π_2. Au contraire, s'il s'agit du deuxième arrangement, il est clair qu'il existe une incertitude dans la détermination de π_1 et de π_2. Lorsque la probabilité p, par exemple, varie de $p = 1$ à $p = \frac{1}{2}$, ce que l'on peut réaliser en utilisant les pièces dont nous disposons, dans un ordre convenable — l'incertitude sur π_1 augmente, en même temps, d'ailleurs, que l'incertitude sur π_2. Pour une pièce symétrique, $p = q = \frac{1}{2}$, cette incertitude est maximum. Lorsque p varie de $\frac{1}{2}$ à 0, l'incertitude diminue et est remplacée à nouveau par la certitude pour $p = 0$.

Cette constatation étant faite, nous sommes maintenant en mesure de faire correspondre une valeur numérique à l'importance de l'incertitude, la certitude correspondant à la valeur minimum égale à **zéro**. Il suffit, en effet, de mesurer l'incertitude par la racine carrée $\Delta\pi$ de l'écart quadratique moyen

$$\overline{\Delta\pi}^2 = \pi_1^2 p + \pi_2^2 q - (\pi_1 p + \pi_2 q)^2,$$

car on a

$$\overline{\Delta\pi}^2 = pq(\pi_2 - \pi_1)^2 = p(1-p)(\pi_2 - \pi_1)^2,$$

et l'on voit immédiatement que $\Delta\pi = 0$ quand il y a certitude et que $\Delta\pi$ varie dans le même sens que l'incertitude sur la détermination de π_1 et de π_2 quand p varie de 1 à 0.

II. L'ensemble de tous les arrangements possibles de ces deux types d'opérations portant sur toutes les pièces que nous considérons possède une représentation géométrique simple, au moyen de matrices identiques à celles de la mécanique quantique et ayant, d'ailleurs, la même signification physique. Cette représentation géométrique permet, comme dans le cas des matrices de la mécanique quantique, de condenser dans un ensemble de tableaux numériques les différentes grandeurs précédemment introduites et de montrer comment doit être établi le tableau correspondant à chacune des pièces.

En effet, considérons un espace euclidien à 2 dimensions, réel ou complexe. Considérons seulement l'ensemble des vecteurs ayant comme origine un point O et supposons les composantes x_1 et x_2 de l'un de ces vecteurs rapportées aux vecteurs coordonnés $\vec{e}_1$ et $\vec{e}_2$. Une transformation affine qui multiplie la composante x_1 par π_1 et la composante x_2 par π_2 correspond à un opérateur P qui fait passer du vecteur $X = (x_1, x_2)$ au vecteur $\overline{X}_2\ (\overline{x_1}, \overline{x_2})$ avec $\overline{x_1} = \pi_1 x_1$, $\overline{x_2} = \pi_2 x_2$, ce que l'on peut écrire $\overline{X} = PX$, en représentant l'opérateur P par la matrice diagonale

$$\begin{Vmatrix} \pi_1 & 0 \\ 0 & \pi_2 \end{Vmatrix}$$

dont les valeurs propres π_1 et π_2 sont précisément les valeurs numériques possibles dans notre jeu de pile ou face.

Faisons maintenant subir aux vecteurs coordonnés une rotation exprimée par la matrice

$$A = \begin{Vmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{Vmatrix}.$$

Après cette rotation, c est-à-dire avec les nouveaux vecteurs coordonnés obtenus par cette rotation, l'opérateur P est représenté par la matrice

$$P' = A^{-1} P A,$$

et l'on a

$$P' = \begin{Vmatrix} \pi_1 \cos^2\theta + \pi_2 \sin^2\theta & (\pi_2 - \pi_1)\sin\theta\cos\theta \\ (\pi_2 - \pi_1)\sin\theta\cos\theta & \pi_1 \sin^2\theta + \pi_2 \cos^2\theta \end{Vmatrix}.$$

La signification physique des termes de la matrice P' apparaît immédiatement en remarquant que chaque angle de rotation θ correspond à une pièce déterminée pour laquelle $p = \cos^2\theta$, $q = \sin^2\theta$ ou $p = \sin^2\theta$, $q = \cos^2\theta$. Les termes diagonaux de la matrice P' correspondent aux valeurs moyennes et le carré du terme non diagonal est égal au carré de l'écart quadratique moyen; ce terme mesure donc directement l'incertitude relative à la détermination de π_1 et de π_2 avec la pièce que l'on utilise.

III. Ces résultats peuvent se généraliser pour un nombre quelconque de valeurs possibles affectées de probabilités variées. Si le nombre n des valeurs possibles est fini, l'espace de représentation possède n dimensions. Si le nombre des valeurs possibles est infini, cet espace possède une infinité de dimensions, c'est un espace de Hilbert.

On sait que les caractéristiques des deux arrangements que nous avons considérés tout d'abord se retrouvent dan

la mesure d'une grandeur en mécanique quantique. L'appareil de mesure peut se trouver arrangé de manière qu'en répétant la mesure exactement dans les mêmes conditions, il fournisse toujours la même valeur numérique de la grandeur à mesurer. Mais il peut aussi être arrangé de manière qu'en répétant la mesure exactement dans les mêmes conditions, il fournisse successivement toutes les valeurs numériques possibles de la grandeur à mesurer, c'est-à-dire toutes les valeurs propres de cette grandeur, chaque valeur étant observée avec la fréquence qui correspond à sa probabilité.

Nos raisonnements peuvent donc servir à illustrer complètement les problèmes de la mesure d'une grandeur en mécanique quantique.

Ces rapprochements entre événements soumis au calcul des probabilités et mesures faites sur des phénomènes quantiques ont été inspirés par une récente publication de G. Beck (*Introduction à la théorie des quanta*, V. *Mécanique quantique* (*Revista da Faculdade de Ciencias, Universidade de Coimbra*, vol. X, nº 1, 1942, p. 99).

RÉUNION DU 17 MARS 1943.

Les communications suivantes ont été présentées au cours de la séance.

1. *Une application des méthodes statistiques à un problème de métrologie*, par M. Robert Girschig.

2. *L'étude de l'hétérogénéité d'un alliage par les méthodes d'analyse spectrochimique quantitative*, par M. Robert Girschig.

1. — Une application des méthodes statistiques à un problème de métrologie;

par M. Robert Girschig.

I. *Exposé du problème métrologique.* — Le laboratoire de métrologie du Laboratoire Central des Industries mécaniques s'est proposé d'étudier la précision d'une méthode très simple de mesures de dimensions linéaires, dite « méthode d'affleurement au réglet ». Schématiquement, cette méthode s'applique lorsque l'on veut déterminer la hauteur h d'un prisme droit P. On place, dans ce but, le prisme à étudier sur un marbre M parfaitement plan. A l'aide de cales étalons de cotes parfaitement connues (cales Johansson) posées les unes au-dessus des autres, on constitue un second prisme droit P' de hauteur h' que l'on vient placer sur le marbre M à côté du prisme P. La boîte de cales utilisée permet de faire varier la hauteur h' de micron en micron.

On modifie la hauteur h' du prisme P' de manière à la rendre la plus voisine possible de celle du prisme P. Pour juger de la différence $h' - h$, on place sur la face supérieure du prisme P' un réglet à bord rectiligne soigneusement dressé. Il reste, en général, un intervalle entre le bord de ce réglet et la face supérieure du prisme P, intervalle que l'opérateur peut déceler en plaçant derrière le réglet une source lumineuse assez intense. Par ce procédé très simple, l'opérateur peut estimer, en une seule mesure, la cote de la pièce P à 2 ou 3 μ près.

L'auteur s'est proposé de rechercher si la moyenne d'une série de mesures exécutées selon la méthode précédente, permettrait d'apprécier la cote de la pièce étudiée avec une erreur inférieure à 1 μ.

II. *Résultats.* — 5 séries de 50 mesures ont été exécutées sur 5 pièces de cotes différentes, échelonnées dans l'intervalle $h_0 \pm 0{,}5$ μ (h_0 étant un nombre entier de microns).

L'application du calcul des probabilités montre que, dans 95 cas sur 100, la moyenne ξ d'une série de N mesures relatives à une pièce de cote réelle $h_0 + x$ est comprise dans l'intervalle

$$\xi = (p_0 + x) - 0{,}28 \pm \frac{1{,}3}{\sqrt{N}}$$

(toutes les cotes étant exprimées en microns).

La conclusion de l'auteur est que les méthodes statistiques ont permis de tirer, d'un matériel expérimental très réduit, une représentation approchée de l'ensemble des phénomènes étudiés, représentation dont les conclusions ont été confirmées expérimentalement dans la limite que comportait la précision des mesures exécutées.

2. — L'étude de l'hétérogénéité d'un alliage par les méthodes d'analyse spectrochimique quantitative;

par M. Robert Girschig.

L'étude expérimentale de l'hétérogénéité d'un alliage présente, au point de vue métallurgique, un intérêt indiscutable. Les méthodes d'analyse spectrochimique quantitative, ne nécessitant que des prélèvements de très faible volume, sont tout indiquées pour ce propos, sous réserve que les différences des concentrations locales y_i à mettre en évidence, ne soient pas très inférieures à la dispersion propre de la méthode d'analyse, comme l'auteur se propose de le préciser dans cette note, en considérant successivement :

I. *Les variations locales de concentration dans un alliage macroscopiquement homogène.*

II. *La mise en évidence d'une ségrégation majeure dans un alliage macroscopiquement hétérogène.*

RÉUNION DU 14 AVRIL 1943.

Les communications suivantes ont été présentées au cours de la séance :

1. *Sur la réalisation d'un faisceau focalisé de protons ou de deutérons ayant une intensité de plusieurs milliampères*, par M. Max Morand.

2. *Sur la détermination de l'épaisseur « réduite » et de la température moyenne de l'ozone atmosphérique*, par M. Georges Déjardin.

1. — Sur la réalisation d'un faisceau focalisé de protons ou de deutérons ayant une intensité de plusieurs milliampères;

par M. Max Morand.

J'ai étudié, théoriquement et expérimentalement, les meilleures conditions possibles pour réaliser un faisceau focalisé de plusieurs milliampères. Ces recherches font suite à celles qui ont déjà fait l'objet d'une communication à la section lyonnaise de la Société française de Physique (*Cahiers de Physique*, octobre 1941, 4, p. 60). Le dispositif expérimental est demeuré, en principe, le même : le trou percé dans la cathode de la source d'ions a un diamètre de 1 cm et la pression est maintenue à quelques dixièmes de barye dans le tube d'accélération grâce à une pompe à très grande vitesse (1,25 m³/sec pour l'hydrogène). Les résultats obtenus ont permis de préciser les conditions de production de faisceaux très intenses et pratiquement purs en protons en utilisant la cassure des ions moléculaires sur les molécules neutres du gaz résiduel. Les tensions nécessaires pour produire ce

phénomène sont bien de l'ordre de grandeur de celles auxquelles des calculs théoriques avaient initialement conduit.

Les ions positifs sortant de la cathode par une ouverture circulaire de 1 cm de diamètre forment deux faisceaux de même nature, mais d'origines différentes. Le premier faisceau, le faisceau central, ayant la forme d'un très fin pinceau, a pour origine la région de la décharge voisine de l'anode; l'autre faisceau occupe presque toute la section de l'ouverture percée dans la cathode et semble provenir d'une région voisine de la cathode ou de la lentille électrostatique. Contrairement aux ions du faisceau central, qui ont traversé à peu près toute la différence de potentiel appliquée à la source et à la lentille électrostatique, les ions du second faisceau paraissent n'avoir traversé qu'une fraction de cette différence de potentiel.

Grâce à une première lentille électrostatique placée à la sortie de la source, on peut conserver la focalisation initiale du faisceau central et en recueillir sans difficulté à peu près toute l'intensité sur une cible placée à plus de 1 m de la source. Cette intensité représente 1/20e à 1/30e de l'intensité traversant la source. Si le courant traversant l'anode de la source est de 3 mA, l'intensité nette (sans émission cathodique secondaire) du faisceau central sur la cible est de 0,1 à 0,15 mA. C'est un rendement déjà appréciable. La mesure de ces intensités a été contrôlée de manière précise par la mesure de l'échauffement de la cible.

Mais la partie pratiquement la plus intéressante de la décharge est fournie par le second faisceau dont l'intensité, reçue à l'intérieur d'un long tube (longueur : 1 m, diamètre intérieur : 3,5 cm) formant cage de Faraday, représente 40 à 50 pour 100 de l'intensité traversant l'anode de la source. Pour un courant de 3 mA traversant cette anode, le second faisceau transporte 1,2 à 1,5 mA. Grâce à la lentille électrostatique placée à la sortie de la source, on peut commencer à donner à ce faisceau une bonne focalisation. A 15 cm du trou de sortie percé dans la cathode, ce faisceau peut avoir une section inférieure à 1,5 cm de diamètre. Il ne possède donc qu'une faible divergence et j'étudie actuellement un deuxième dispositif de lentilles électrostatiques qui permettra de le concentrer lui aussi sur une cible à une distance convenable; il sera alors possible de mesurer avec précision l'intensité nette qu'il transporte et l'on pourra déterminer la nature exacte de ces ions (protons ou ions moléculaires d'hydrogène).

Grâce à la bonne focalisation des ions du faisceau central, et à une meilleure homogénéité de leurs vitesses, leur déviation dans un champ magnétique m'a permis d'en étudier la nature. Le faisceau est formé uniquement d'ions hydrogène. Lorsque ces ions ont traversé une différence de potentiel d'environ 40 000 V (20 000 V dans la source, 20 000 V à travers la lentille de focalisation), ils sont encore, en assez grande partie, constitués d'ions moléculaires. Une accélération supplémentaire croissante m'a permis d'étudier la cassure de ces ions moléculaires par choc sur les molécules neutres d'hydrogène circulant à travers le tube. Si la différence de potentiel totale traversée est de l'ordre de 50 000 à 70 000 V, les ions moléculaires sont pratiquement tous cassés, sur une distance inférieure à 1 m (pression d'hydrogène dans cette partie du tube : environ 0,5 barye) et l'on ne reçoit sur la cible à peu près que des protons d'énergie deux fois plus petite. simultanément, le courant électrique reçu par la cible double d'intensité (c'est cette intensité qui a été indiquée plus haut), et le faisceau, n'excitant pratiquement plus les molécules de gaz résiduel, et ne pouvant plus lui-même être notablement excité, ne devient visible qu'à son arrivée sur la cible. Cette constatation précise du phénomène de cassure des ions moléculaires paraît être un fait nouveau intéressant. En effet, toutes les sources d'ions produisent une porportion très élevée d'ions moléculaires dont le rendement, pour la production des phénomènes nucléaires, est considérablement inférieur au rendement que donneraient des ions atomiques accélérés dans les mêmes conditions. Il est donc tout à fait intéressant de pouvoir transformer ces ions moléculaires, à peu près en totalité, en protons ou en deutérons.

Comme je l'ai indiqué plus haut, j'ai déjà commencé l'étude méthodique du second faisceau, celui dont on peut attendre le plus, puisqu'il est le plus intense. Il est extrêmement vraisemblable qu'il s'agit également d'ions hydrogène, car la source est constamment balayée par un courant très vif d'hydrogène pur. Il se peut que ces ions soient, en très grande partie, constitués par des protons provenant de la cassure des ions moléculaires aussitôt après leur passage à travers la cathode ou la lentille électrostatique. En effet, dans cette région, l'énergie des ions moléculaires (de 20 000 à 40000 eV) dépasse nettement le seuil au-dessus duquel cette cassure doit se produire (environ 18 000 eV). D'autre part, comme les protons de grande vitesse, ils donnent une émission lumineuse extrêmement faible. Je prépare actuellement un ensemble plus complet de lentilles électrostatiques destinées : 1° à focaliser plus complètement ce faisceau, pour déterminer exactement sa nature et pour le concentrer sur la cible; 2° à communiquer aux ions moléculaires qui pourraient s'y trouver l'énergie nécessaire pour produire également leur cassure sur les molécules neutres du gaz.

2. — Sur la détermination de l'épaisseur « réduite » et de la température moyenne de l'ozone atmosphérique;

par M. Georges Déjardin.

L'auteur rappelle que les mesures spectrophotométriques de l'absorption atmosphérique, effectuées dans la région des bandes de Huggins (3100-3400 A), permettent de déterminer la quantité totale d'ozone contenue dans l'atmosphère. Il suffit, par exemple, de porter en abscisses les valeurs K_λ du coefficient d'absorption de l'ozone et, en ordonnées, celles de la différence $\alpha_\lambda = D_\lambda - k\lambda^{-4}$, D_λ étant la densité optique de l'atmosphère suivant la verticale et $k\lambda^{-4}$ la contribution de la diffusion moléculaire. Les points figuratifs doivent s'aligner sur une droite dont la pente donne l'épaisseur « réduite » e de l'ozone atmosphérique.

En réalité, une difficulté se présente par suite de la variation avec la température des coefficients d'absoption de l'ozone. Cette variation se traduit par une augmentation du contraste des bandes de Huggins à mesure que la température s'abaisse. Barbier et Chalonge ont procédé récemment à l'étude complète de ce phénomène; ils ont mesuré les coefficients d'absorption $K\lambda(t)$ pour diverses températures comprises entre $-95°$ et $+135°$ C.

Pour déterminer e, il convient donc d'opérer par tâtonnements en considérant successivement les diagrammes (α, K) se rapportant à différentes températures échelonnées entre la température ordinaire et $-95°$ C. Pour $t = +18°$ C et $t = -95°$ C, on constate qu'il est impossible de tracer une droite définie par l'ensemble des points représentatifs. Mais entre ces limites extrêmes, il existe un domaine assez étroit de températures pour lesquelles les points viennent se placer très sensiblement sur une même droite. On obtient ainsi, avec une bonne approximation, l'épaisseur e et, du même coup, une valeur approchée de la température moyenne de l'ozone atmosphérique. La comparaison des contrastes entre les principaux maxima et minima successifs permet d'ailleurs de contrôler ce dernier résultat, tout en laissant subsister (dans les conditions habituelles d'expérimentation) une incertitude de l'ordre de plusieurs degrés.

Cette méthode graphique a été appliquée par l'auteur dans le cas des observations effectuées le 19 juillet 1936 à Tête-Rousse (massif du Mont-Blanc), en collaboration avec A. Arnulf. L'introduction des données de Barbier et Chalonge conduit alors à attribuer à la totalité de l'ozone présent dans l'atmosphère une température moyenne de $-37° \pm 7°$ C. Cette évaluation est en bon accord avec des déterminations effectuées simultanément dans la région des bandes de Chappuis (5300-6500 A), en tenant compte de l'effet de température étudié quantitativement par Vassy.

Un exposé détaillé paraîtra ultérieurement aux *Cahiers de Physique*.

RÉUNION DU 5 MAI 1943.

Les communications suivantes ont été présentées au cours de la séance :

1. *Nouveau système de bandes de la molécule neutre d'azote*, par Mme Renée Herman et M. Louis Herman.

2. *La précision dans la détermination photométrique des températures stellaires; le désaccord des méthodes visuelle et photographique*, par M. Junior Gauzit.

1. — Nouveau système de bandes de la molécule neutre d'azote;

par Mme Renée Herman et M. Louis Herman.

En dehors du deuxième système positif, le spectre ultraviolet de la molécule neutre d'azote comprend de nombreuses bandes beaucoup plus faibles appartenant à des systèmes incomplètement développés et, par suite, difficiles à identifier. L'observation de ces bandes est facilitée par une très grande pureté du gaz; leur intensité relative varie considérablement avec les conditions d'excitation.

A partir de 2740 Å vers les grandes longueurs d'onde les auteurs ont mis en évidence l'existence d'un nouveau système de bandes dégradées vers le rouge. Observé tout d'abord dans le spectre de l'effluve dans l'air (*Cahiers de Physique*, n° 9, août 1942, p. 23), ce système a été ensuite obtenu avec un tube à décharge muni d'électrodes et rempli d'azote pur, dans un large intervalle de pressions s'étendant jusqu'à 1 atm au moins. Dans ces conditions, on a pu mesurer les longueurs d'onde des têtes de bandes avec une précision plus grande que dans le cas de l'effluve et corriger ainsi les premières déterminations. En particulier, il a été reconnu que la bande signalée au voisinage de 3076 Å est formée en réalité de deux bandes vers 3075 et 3080 Å.

Les longueurs d'onde corrigées sont mentionnées dans le Tableau I. Les différences des nombres d'ondes sont très voisines des écarts entre les niveaux de vibration du niveau supérieur $a^1\pi$ du système de Lyman (1665,8, 1638,8 et 1611,7). On est ainsi conduit à une nouvelle interprétation d'après laquelle le niveau inférieur du système serait, non pas $B^3\pi$, mais $a^1\pi$. La répartition des intensités (les bandes relatives à $v'' = 2$ et 3 étant les plus intenses) semble indiquer que, pour le niveau supérieur, la valeur de r_e dépasse nettement celle qui correspond au niveau inférieur. Ce résultat s'accorde avec le fait que les bandes sont dégradées vers le rouge.

Tableau I.

v' \ v''	0.	1.	2.	3.
0	2795,5 Å *35761* cm⁻¹	2932,0 *34097*	3079,8 *32460*	3240,9 *30847*
	(1664)	*(1637)*	*(1613)*	
1	2746,2 Å *36404* cm⁻¹	2878,0 *34737*	3020,3 *33099,5*	3174,8 *31489*
	(1667)	*(1637,5)*	*(1610,5)*	

Rien ne permet d'affirmer que les bandes de la deuxième ligne font partie du même système que celles de la première ligne. En effet, on n'a pas observé les bandes qui permettraient de compléter le tableau. Si l'on admet toutefois qu'il s'agit d'un système unique, on trouve que le niveau $v' = 0$ correspond à 21,91 V et le niveau $v' = 1$ à 13,00 V. L'absence des bandes relatives aux valeurs de v' supérieures à 1 pourrait s'expliquer par la dissociation de la molécule donnant naissance à deux atomes ^2D et ^2P. Dans cette hypothèse, l'énergie de dissociation du niveau $v = 1$ serait égale à 0,27 V; cette valeur étant faible, le niveau supérieur serait donc peu stable. Parmi les différents états auxquels on aboutit à partir des deux atomes désignés ci-dessus, les états $^{1,3}\Sigma_g$, $^{1,3}\Pi_g$ et $^{1,3}\Delta_g$ peuvent seuls donner une transition observable avec $a^1\Pi_u$. L'un d'entre eux pourrait donc constituer le niveau supérieur du nouveau système.

Indépendamment des bandes du Tableau I, d'autres bandes non classées ont été observées, telles que les bandes 2839,2, 3075,0 et 3217,2 Å, également dégradées vers le rouge.

Les auteurs ont pu aussi mesurer un certain nombre de bandes faisant partie d'un système déjà signalé par Kaplan (*Physical Review*, 1934, **46**, p. 631 et *Nature*, 1934, **134**, p. 538). Les longueurs d'onde et la classification provisoire de ces bandes sont indiquées dans le Tableau II (système α) Les bandes (0,1) et (1,1) sont masquées par le quatrième système positif. Les nombres d'ondes des têtes peuvent être représentées par la formule

$$\nu = \left\{ \begin{matrix} 42460,7 \\ 44169,6 \end{matrix} \right\} + 1548,22\,v'' - 11,9\,v''^2.$$

L'écart des deux niveaux supérieurs est égal à 1708,9 cm⁻¹, valeur voisine de la différence des deux premiers niveaux de vibration de l'état $B^3\Pi_g$.

Tableau II.

v' \ v''	0.	1.	2.	3.	4.	5.	6.
0	2354,52 Å *42458,5* cm⁻¹ (mes.) *42460,1* cm⁻¹ (calc.)	– – –	2536,54 *39411,8* *39411,9*	2636,14 *37923,0* *37923,1*	(2741,8) *36461,6* *36458,2*	2854,86 *35017,7* *35017,1*	– – –
1	2263,36 Å *44168,1* cm⁻¹ (mes.) *44169,6* cm⁻¹ (calc.)	– – –	2431,05 *41122,0* *41120,8*	2522,37 *39633,3* *39632,0*	2619,29 *38166,9* *38167,1*	2722,01 *36726,8* *36726,0*	2831,6 *35305* *35309*

Ce système α est accompagné des bandes de Van der Ziel également intenses. En dehors des bandes déjà connues, les auteurs ont observé celles qui correspondent aux transitions (0,9), (0,10), (0,11), (1,10) et (1,12). Elles présentent toutes une structure alternée pouvant être étudiée, par suite de l'espacement des raies, sur des clichés relativement peu dispersés. La structure des bandes α est aussi alternée, mais elle est plus compliquée.

Sur les mêmes spectrogrammes, on observe encore les bandes les plus intenses du système de Vegard-Kaplan ($v' = 0$), et cela pour toutes les pressions du gaz comprises entre un millième de millimètre de mercure et la pression atmosphérique.

Les systèmes qui viennent d'être signalés ne constituent pas, à beaucoup près, l'ensemble du spectre obtenu, qui comprend encore d'autres bandes dégradées vers les grandes

ou vers les courtes longueurs d'onde. L'identification des systèmes auxquels elles appartiennent présentent de grandes difficultés. En effet, dans le domaine accessible avec le spectrographe utilisé, on observe souvent des bandes isolées provenant d'un seul niveau de vibration de l'état supérieur.

2. — La précision dans la détermination photométrique des températures stellaires; le désaccord des méthodes visuelle et photographique;

par M. Junior Gauzit.

Il existe un désaccord entre les résultats auxquels conduit l'évaluation photométrique des températures stellaires. On n'a pas réussi à l'expliquer en invoquant l'insuffisance de l'hypothèse amplificatrice, généralement adoptée, suivant laquelle le rayonnement stellaire est celui d'un corps noir. Admettant momentanément cette hypothèse, l'auteur se propose d'étudier la précision dans la détermination photométrique des températures stellaires et de montrer que l'on est ainsi amené à comprendre la divergence des méthodes visuelle et photographique.

Tandis que dans les mesures pyrométriques de laboratoire on peut admettre que l'erreur photométrique ne dépasse pas 1/250ᵉ ou 1/500ᵉ, la présence de raies d'absorption ou de bandes et la nécessité de tenir compte de l'absorption atmosphérique font que, dans les mesures d'intensité du spectre continu des étoiles, il serait absolument illusoire de compter sur une erreur photométrique inférieure à 2 ou 5 pour 100, en mettant les choses au mieux.

Si l'on déduit la température de couleur T du rapport des brillances spectrales pour deux radiations, il est facile de voir qu'à une erreur photométrique relative constante correspond pour T une erreur absolue qui, d'abord proportionnelle à T^2, croît ensuite plus vite encore lorsque T augmente; l'incertitude de 2 pour 100 suffit pour que l'erreur sur T atteigne 300° ou 400° vers $T = 10\,000°$ et 1500° ou 2500° vers $T = 20\,000°$, même lorsque le couple de radiations employé pour les mesures présente un écart de 1000 Å (les nombres précédents correspondent aux couples 4000-5000 Å et 5000-6000 Å).

Il est dès lors douteux que l'on puisse obtenir un résultat beaucoup plus précis par une étude spectrophotométrique portant sur un intervalle spectral étendu. Comme le montre bien la méthode couramment utilisée dans la détermination de la température spectrophotométrique [emploi de la fonction $[\varphi(T)]$, l'erreur absolue est *a priori*, dans ce cas aussi, au moins proportionnelle à T^2.

Mais, en fait, la détermination dépend beaucoup de la sensibilité de l'appareil récepteur employé dans les mesures : ainsi elle est très différente pour les méthodes visuelle et photographique.

Dans les mesures visuelles, l'impression produite sur l'œil est, pour chaque domaine spectral élémentaire, proportionnelle à l'énergie incidente $I_{\lambda T}$ et au facteur de visibilité relative de l'œil (en réalité au produit $v_\lambda t_\lambda$ de la visibilité relative par la transparence atmosphérique et instrumentale pour la même longueur d'onde). En assimilant le rayonnement stellaire à celui d'un corps noir, si l'on trace les courbes de luminosité relative pour des températures progressivement croissantes, c'est-à-dire les courbes représentant les variations avec la longueur d'onde du produit : $I_{\lambda T}\, v_\lambda t_\lambda$, en prenant pour toutes les températures la même ordonnée maximum, on constate que ces courbes se modifient très peu dès que la température atteint 10 000° environ. Un accroissement notable de la température pour $T > 10\,000°$ produit d'ailleurs en gros le même effet, dans la région moyenne du spectre, qu'une faible translation de la courbe de luminosité parallèlement à l'axe des longueurs d'onde; la largeur des bandes spectrales intervenant dans les mesures spectrophotométriques contribue donc à accroître l'incertitude. Ainsi les observations visuelles sont incapables d'évaluer la température des étoiles chaudes, puisqu'une étoile à 20 000° ou 40 000° donne très sensiblement pour l'œil qui l'examine au spectroscope la même impression qu'une étoile à 10 000°.

Si l'on étudie par une méthode analogue la précision des mesures photographiques, on trouve que cette précision décroît elle-même rapidement au-dessus de 20 000°. En somme, aux températures élevées, une variation considérable de la température ne produit qu'une faible modification de la courbe d'énergie observée; mais la température limite, au-dessus de laquelle les variations sont pratiquement insensibles, dépend du récepteur.

Puisque les mesures visuelles perdent toute précision au-dessus de 10 000°, il faut encore expliquer pourquoi les évaluations de Wilsing conduisent systématiquement à des températures trop basses. Trois effets semblent se combiner :

L'évaluation trop optimiste de la transparence atmosphérique;

L'influence de la largeur des fentes du spectrophotomètre;

La réduction incorrecte des mesures.

En conclusion, les mesures visuelles de Wilsing, longtemps conidérées comme les plus dignes de foi, sont certainement mauvaises pour les températures élevées.

PAIEMENT DE LA COTISATION

Art. XXIV des Statuts. — La cotisation de l'année doit être payée *avant le* 1ᵉʳ *mai.*

Le Trésorier rappelle à ce propos, que de trop nombreux sociétaires n'ont pas encore acquitté leur cotisation 1942 (exercice 1941-1942) et même celle des années 1941, 1940 et 1939. Il les prie instamment de bien vouloir se mettre en règle le plus tôt possible.

La cotisation annuelle est actuellement :

100 fr pour Paris et la Seine;
85 fr pour les Départements;
150 fr pour les collectivités françaises.

Le règlement doit parvenir directement à M. G. Yvon trésorier, 26, rue Berthollet, à Arcueil (Seine) ou par l'intermédiaire de :

M. J. Hulot, agent général de la Société, 8, rue Daguerre, Paris (14ᵉ).

Le paiement peut être fait par chèque sur Paris, à l'ordre du Trésorier, par mandat ou virement postal au compte de chèques postaux : Société française de Physique, nº 227-92, Paris.

L'Administration du *Journal de Physique*, 12, Place de Laborde ne peut recevoir aucune cotisation.

Le Gérant : Maurice Blondin. 118564 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1943.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, rue de Rennes, Paris (VIe).

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

SECTION DE NANCY.

SÉANCE DU 10 DÉCEMBRE 1942.

1. — Contribution à l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques le long des fils;

par MM. R. Chevalier et R. Fallas.

Nous avons mesuré le coefficient d'amortissement d'une ligne de Lecher constitué par deux fils de cuivre parallèles de 0,8 mm de diamètre, distant de 2 cm, pour des ondes de 180 cm.

L'expérience a fourni

$$\gamma = 4,2.10^{-5} \pm 0,22.10^{-5}.$$

La théorie de Mie donne seulement :

$$\gamma = 2,9.10^{-5}.$$

Elle ne s'applique donc qu'imparfaitement à ces ondes courtes.

2. — Étude optique des couches superficielles;

par MM. R. de Mallemann et F. Suhner.

La méthode générale, indiquée par l'un des auteurs, et appliquée antérieurement aux couches superficielles très *minces* du *spath* taillé au clivé [1], a été utilisée dans le cas d'une couche relativement *épaisse*, formée chimiquement à la surface d'un verre de *flint* (couche antiréfléchissante). Pour les systèmes isotropes, il faut opérer en lumière *oblique* : il suffit de mesurer *l'incidence principale*, dont la détermination expérimentale est très précise (1 à 2 min près).

En analysant la lumière réfléchie dans des liquides d'indices N appropriés (on choisit, en particulier, les indices « critiques », c'est-à-dire tels que la vibration réfléchie soit uniformément rectiligne), on obtient successivement l'indice ν et *l'épaisseur optique* νe de la couche (supposée homogène).

Les résultats peuvent être contrôlés en traçant la courbe des ellipticités et celle des azimuts, en fonction de l'incidence. On a trouvé, pour la couche étudiée

$$4\nu e = 0,585; \qquad \nu = 1,4558.$$

Le verre paraissait nettement *bleu* à la lumière du jour (la teinte devenant beaucoup plus pure par immersion dans un liquide d'indice $N = 1,571$, égal à celui du flint).

Avec des couches aussi *épaisses*, l'incidence principale peut différer considérablement de l'angle de Brewster (pour la réflexion dans l'air, l'écart dépassait ici 4 degrés). L'inflexion de la courbe des retards $\Delta = f(i)$ a sa *pente* considérablement diminuée dans certains liquides (en particulier « complémentaires »).

L'accord des résultats expérimentaux (très variés) avec les prévisions du calcul est satisfaisant, parfois même inespéré, vu la non-homogénéité probable de la couche.

Au delà de l'incidence principale, l'ellipticité décroît et devient *minimum* avant le passage par l'angle *limite*; celui-ci n'est marqué par *aucune discontinuité* sensible; la transmission par les *ondes évanescentes* est très nettement visible.

On trouvera les calculs et les nombres expérimentaux dans un Mémoire qui doit paraître prochainement.

[1] R. de Mallemann et H. Courtillot, *C. R. Acad. Sc.*, 1933, p. 1610. — R. de Mallemann et F. Suhner, *C. R. Acad. Sc.*, 1935, p. 1345; pour un exposé d'ensemble : Conférences de l'Institut des Hautes Études de Belgique, Bruxelles, 1938.

SÉANCE DU 10 JUIN 1943.

1. — Propriétés magnétiques des poudres d'hématite. Influence des dimensions des grains;

par M. R. Chevallier et Mlle S. Mathieu.

Les auteurs ont réalisé des poudres en microcristaux d'oxyde ferrique α telles que les grains d'une poudre soient tous de même dimension moyenne d. Ils ont construit pour chaque échantillon sa courbe d'aimantation $F(H)$ jusqu'à 6500 gauss par champs croissants et décroissants. Ils ont pu suivre l'influence de d sur les propriétés magnétiques moyennes de ces poudres de microcristaux. Le coefficient d'aimantation initial décroît rapidement avec d. Le coefficient d'aimantation vrai $\frac{d\sigma}{dH}$ diminue quand le champ croît et tend pour toutes les poudres vers une même limite : $\chi_e = 20.10^{-6}$. L'aimantation rémanente et le champ coercitif sont maxima pour une certaine grosseur de microcristaux et diminuent quand on s'approche des grains les plus fins, de sorte qu'on peut prévoir, pour un état de division suffisant, une loi d'aimantation linéaire et réversible de coefficient angulaire χ_e.

2. — Étude expérimentale de la période propre d'un circuit oscillant de haute fréquence;

par MM. R. Chevallier et J. Girard.

Nous avons étudié les divers facteurs qui influent sur la période propre du circuit oscillant d'un oscillateur du type Gutton-Touly, formé d'une boucle circulaire. On a tenu compte de la capacité du fil de la boucle γ. Si C est la capacité équivalente aux condensateurs, L la self de la spire circulaire, la période est fournie par la formule de Thomson généralisée

$$T = 2\pi\sqrt{\mathcal{L}\left(C + \frac{\gamma}{12}\right)}.$$

On sait calculer *a priori* les divers facteurs. L'expérience fournit la *longueur* d'onde et vérifie les prévisions sur les variations de T.

3. — Réflexion à l'intersurface de deux liquides;

par M. F. Suhner.

Mesure de l'incidence brewstérienne et de l'ellipticité, par réflexion au contact de deux liquides superposés. Il se forme souvent une couche pseudosolide *visible*; en particulier, quand un des liquides est *l'eau* (eau + CCl^4, eau + CS^2, etc.), il s'agit vraisemblablement d'un hydrate; l'ellipticité est alors notable et variable.

Au contraire, pour deux liquides, sans *aucune* action physicochimique réciproque, l'ellipticité semble nulle (eau + benzène).

4. — Réflexion elliptique à la surface d'un liquide au contact de sa vapeur saturante;

par M. F. Suhner.

Un appareil spécial a été construit pour observer la réflexion de la lumière polarisée à la surface d'un solide placé dans le « *vide* », ou d'un liquide au seul contact de sa vapeur. Des essais, faits avec des liquides variés (en particulier l'eau, parfaitement *propre*), ont montré que l'ellipticité était pratiquement indépendante de la présence de l'air et de la pression de vapeur (à température constante).

SECTION MÉDITERRANÉENNE.

RÉUNION DU 5 JUIN 1943.

La séance a eu lieu à Montpellier sous la présidence de M. Charles Fabry.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. *Action léthale des rayons X sur les éléments biologiques*, par M. le Dr J.-A. Reboul.

2. *Effet Raman en lumière circulaire dans les cristaux*, par M. Charles Bouhet.

1. — Action léthale des rayons X sur les éléments biologiques;

par M. le Dr J.-A. Reboul.

L'action léthale des rayons sur une population biologique peut être déterminée d'une manière assez précise, par le nombre de survivants de la population traitée par une dose donnée de radiation. Si l'on construit des courbes — dites de survivance — en portant en ordonnées le nombre de survivants et en abscisses la dose de radiation, on obtient en général, des courbes variant de la forme exponentielle à une forme sigmoïde très aplatie.

On a proposé plusieurs théories pour expliquer la forme de ces courbes. Elles se ramènent aux deux types suivants :

I. *Théorie de la variation individuelle de résistance.* — Elle suppose que, dans une population de cellules irradiées, l'énergie absorbée par chaque individu est la même, mais que chacun d'eux résiste d'une manière différente à l'action des radiations. On admet que cette variation individuelle de la résistance se produit suivant une courbe en cloche, montrant qu'il y a peu d'individus de faible ou de grande résistance, le plus grand nombre d'entre eux étant de résistance moyenne. Il est alors facile d'expliquer la forme sigmoïde des courbes de survivance.

On peut reprocher à cette théorie, que soutiennent surtout les biologistes, de ne pas être présentée sous une forme mathématique se prêtant à des vérifications expérimentales et des déductions rigoureuses.

II. *Théories quantiques.* — Elles admettent que l'énergie absorbée dans les cellules est différente pour les individus de la population, mais que ces individus réagissent de la même façon à l'action des rayons.

Ces théories quantiques, soutenues par l'école des physiciens, représentée en France par Hollveck et Lacassagne, ne peuvent avoir que peu de succès en biologie, car l'existence de populations d'individus réagissant tous de la même manière à des agents physiques, quels qu'ils soient, paraît peu vraisemblable.

III. *Théorie de l'Auteur.* — Il est naturel de penser que, parmi les éléments exposés à l'action des rayons, il y en a qui ne sont pas atteints. D'autres le sont plus ou moins et chacun d'eux réagit suivant sa résistance spécifique. C'est, semble-t-il, un point de vue sur lequel biologistes et physiciens peuvent se mettre d'accord.

Ce point admis, la théorie se construit sur deux hypothèses inspirées, la première des théories quantiques, la deuxième de celle de variation de résistance.

Hypothèse 1. — *L'action des rayons sur la population suit une loi de probabilité.*

Soit N le nombre initial des individus, Z celui des tués par une dose q, $\mathrm{d}Z$ celui que tuerait un supplément de dose $\mathrm{d}q$. La probabilité pour que l'un des $(N-Z)$ survivants soit tué par l'excès de dose $\mathrm{d}q$ est $\frac{\mathrm{d}Z}{N-Z}$, la même pour tous. Cette probabilité sera d'autant plus grande que $\mathrm{d}q$ sera lui-même plus fort et l'on aura

$$\frac{\mathrm{d}Z}{(N-Z)} = \alpha\,\mathrm{d}q, \tag{1}$$

α étant le coefficient de probabilité correspondant à un excès de dose unité ($\mathrm{d}q = 1$).

Hypothèse 2. — *Le coefficient de probabilité varie avec la dose, le temps ou divers agents physiques.*

C'est un processus biologique général, qu'un être vivant atteint par un agent extérieur développe sa propre réaction de défense. Il résiste ou meurt suivant que la défense est suffisante ou trop faible. Un élément atteint éprouve une véritable maladie, avec ses chances de mort, ses chances de

guérison temporaire ou définitive. Ces chances dépendent de sa résistance individuelle.

On comprend alors que α ne soit pas constant, mais une fonction, plus ou moins compliquée, de diverses variables. Il s'ensuit que l'intégration de l'équation (1) donnera

$$y_q = N - Z = N e^{-\int_0^q \alpha \, dq} \qquad (2)$$

C'est là l'équation des courbes de survivance. Si α est constant, on a une exponentielle, si $\alpha = \frac{1}{q}$ une droite, et dans les cas plus compliqués une courbe sigmoïde.

Il est facile de déduire des courbes de survivance expérimentales la loi de variation de α en fonction de la dose.

En dérivant (2) on obtient, en effet,

$$\alpha = -\frac{y'}{y},$$

qui permet le tracé des courbes de variation de α en fonction de q.

L'auteur donne les résultats de diverses expériences et indique la forme des courbes α que l'on en déduit. Cette forme est, en général, une courbe en cloche, mais présente parfois des anomalies. La théorie proposée rend facilement compte de ces formes, anomalies comprises.

La conclusion n'est pas sans intérêt pour le praticien. Puisque, en général, la probabilité de mort présente un maximum pour une dose donnée qui se déduit aisément des courbes α, c'est en opérant avec cette dose que l'on a le plus de chances de léser les cellules. C'est celle que l'on doit choisir pour agir sur la population, qu'il s'agisse de cellules tumorales ou d'autres individus.

2. — Effet Raman en lumière circulaire dans les cristaux;

par M. Charles Bouhet.

L'étude de la polarisation des raies Raman données par un cristal en lumière rectiligne n'est applicable à un cristal doué de pouvoir rotatoire que dans des cas particuliers. Il était donc intéressant de faire de telles recherches sur ces cristaux en lumière circulaire.

Les recherches ont été faites sur le quartz. Un faisceau provenant d'un arc à mercure traverse un polariseur circulaire et est dirigé suivant l'axe d'un canon de quartz. On observe la lumière circulaire diffusée dans la direction opposée au sens de propagation du faisceau incident. La lumière, qui serait diffusée par le fond du cristal est éliminée en taillant à 45° l'extrémité de celui-ci et en l'immergeant dans un liquide de même indice contenant en solution un colorant orangé. Pour observer le faisceau diffusé, on place, près de la face d'entrée du cristal, un miroir très étroit m incliné à 45°, qui renvoie le faisceau verticalement et jouera le rôle d'une source linéaire. Une deuxième réflexion à 45° sur un autre miroir, dans un plan d'incidence perpendiculaire au premier, est nécessaire pour compenser l'influence de la première réflexion sur la grandeur et la phase des deux composantes des vibrations circulaires diffusées.

Les vibrations circulaires droite et gauche, superposées dans le faisceau diffusé, sont séparées en formant du petit miroir m une image à cheval sur la ligne de séparation des plages d'un double analyseur circulaire; on reprend ensuite cette image, pour la projeter sur la fente du spectrographe. On obtient ainsi deux spectres contigus contenant, l'un les vibrations circulaires droites, l'autre les circulaires gauches.

Résultats expérimentaux. — 1° Pour une même vibration circulaire incidente, le spectre de diffusion ne dépend pas du signe du pouvoir rotatoire du cristal; 2° Toutes les raies observées sont *complètement* polarisées circulairement, soit dans le même sens que la vibration incidente, soit en sens inverse (pour un observateur placé dans le prolongement du faisceau incident). Les fréquences obtenues sont les suivantes : circulaires *directes* : 466, 207, 356 cm⁻¹; circulaires *inverses* : 128, 394, 1163, 696 cm⁻¹.

Interprétation théorique. — La comparaison de ces résultats avec ceux obtenus antérieurement par J. Cabannes en lumière rectiligne nous a amenés, M. Cabannes et moi, à revoir de plus près la théorie de l'effet Raman basée sur la notion de molécule anisotrope (J. Cabannes, *Ann. de Phys.*, 1932, **18**, p. 285). Nous avons montré que, dans une molécule à axe ternaire (ici la maille cristalline), on pouvait prévoir l'existence de trois sortes d'oscillations fondamentales : des oscillations symétriques et des oscillations dégénérées de deux types différents. Les vibrations circulaires diffusées de sens direct proviennent des oscillations symétriques; les circulaires inverses sont dues aux oscillations dégénérées du deuxième type; les oscillations dégénérées du premier type sont inactives en lumière circulaire (fréquence 266 et 798 cm⁻¹, qui apparaissent en lumière rectiligne et manquent dans le spectre Raman en lumière circulaire). Nous avons pu ainsi classer les 9 raies Raman les plus intenses du quartz.

RÉUNION DU 19 JUIN 1943.

La séance a eu lieu à Marseille, sous la Présidence de M. Henri Buisson.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. *La radioactivité du potassium et le problème du cancer* (expériences), par M. Maurice Nahmias, Dr ès sciences, Chef du Laboratoire de Radiologie du Centre anticancéreux régional de Marseille.

2. *La mise au point visuelle dans un instrument entaché d'aberration sphérique*, par M. Maurice Françon, Ingénieur à l'Institut d'Optique.

1. — La radioactivité du potassium et le problème du cancer [1];

par M. Maurice E. Nahmias.

Parmi les nombreuses hypothèses émises pour expliquer l'origine du cancer, il en est une qui relève autant de la physique que de la biologie. Il s'agit de l'hypothèse due à Zwadermaker, suivant laquelle le protoplasme a besoin, pour fonctionner normalement, d'être irradié avec une intensité déterminée par les rayons issus d'atomes radioactifs, du potassium en particulier. A l'état d'équilibre normal, les rayons émis par le potassium contenu dans le corps humain (0,2 pour 100) aboutiraient à la production des caryocinèses nécessaires à la croissance et à la régénération des tissus; mais, concentré à un taux élevé (1 à 2 pour 100), il pourrait provoquer des caryocinèses en nombre excessif, qui seraient à l'origine du cancer.

L'auteur reprend les études sur la radioactivité très faible du potassium et montre que l'ionisation annuelle globale provoquée dans notre organisme par le potassium est de l'ordre de 10^7 ions, soit 1 ion par an dans une agglomération de 10^6 cellules cancéreuses.

Par comparaison, l'auteur cite les mesures de radioactivité des tissus des intoxiqués de New Jersey (peintres de cadrans

[1] Cette communication paraîtra *in extenso* dans les *Cahiers de Physique*.

lumineux par sels radioactifs). Ces mesures mettent en évidence des ionisations, localisées notamment dans certaines parties du squelette, de l'ordre de 100 ions par cellule cancéreuse.

D'autre part, l'ionisation annuelle globale du corps humain par la radiation cosmique est du même ordre de grandeur que celle due au potassium. Enfin la dose « tolérée » chez les radiologues ayant été fixée à près d'un dixième de rœntgen par jour, on montre que cette dose provoquerait, dans le corps du manipulateur, une ionisation égale à environ 25 fois celle due au potassium.

L'hypothèse de Zwadermaker, basée sur des expériences à caractères physiques imprécis, semble donc rejoindre les nombreuses autres théories peu satisfaisantes sur le cancer.

2. — La mise au point visuelle dans un instrument entaché d'aberration sphérique ;

par Maurice Françon.

On peut admettre que l'œil cherche la mise au point qui lui donne la plus grande sensation de « netteté » dans le contour des objets qu'il observe : si la limite du contour est fixée au point d'inflexion de la courbe donnant la répartition des éclairements dans l'image, la netteté sera d'autant plus grande que la pente de la tangente au point d'inflexion sera plus forte.

On a calculé la répartition des éclairements dans l'image d'un point lumineux objet en lumière monochromatique pour diverses positions du plan de mise au point, dans le cas d'un système optique possédant une aberration sphérique représentée, pour le foyer paraxial, par une différence de phase égale à $\psi = 5\pi$ entre les rayons diffractés par le bord et par le centre de l'onde; pour ce faire, on a calculé graphiquement les deux intégrales :

$$A = \int_0^1 J_0(w) \cos\psi \, dt, \qquad B = \int_0^1 J_0(w) \sin\psi \, dt;$$

$$t = \left(\frac{H}{H_M}\right)^2, \qquad w = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{H}{r} c,$$

c étant la distance du point où l'on calcule l'éclairement, au centre de l'image; r, le rayon de courbure de l'onde en son sommet; H_M la hauteur d'incidence maximum; $J_0(w)$ la fonction de Bessel d'ordre zéro; pour avoir l'éclairement au point d'abscisse c, on fait la somme

$$I = A^2 + B^2.$$

On cherche la meilleure image, au sens indiqué précédemment, dans le cas d'une bande lumineuse sur fond noir, ce qui nécessite une nouvelle intégration; le calcul montre que la mise au point la meilleure ne se trouve pas à la moitié de l'aberration longitudinale, mais aux environs du quart de cette même aberration par rapport au foyer paraxial, et que c'est pour ce plan que l'on a la meilleure visibilité des faibles contrastes, ce dernier résultat étant obtenu en calculant la limite de séparation théorique sur des mires de Foucault de différents contrastes.

On recommence un calcul identique pour différentes valeurs de l'aberration sphérique

$$\psi = 4\pi, \quad \psi = 3\pi, \quad \psi = 2\pi, \quad \ldots,$$

ce qui permet de placer, pour chaque valeur de ψ, la meilleure image par rapport au foyer paraxial, et cela sous forme de fraction de l'aberration longitudinale $\delta x'$; si l'on se rappelle que la différence de phase maximum pour le bord de l'onde et pour le foyer paraxial peut s'écrire

$$\psi_M = -\frac{\pi}{8\lambda} \Omega^2 \delta x',$$

Ω étant l'ouverture de l'onde $\frac{2H_M}{r}$ et si l'on introduit le coefficient $\mathfrak{S}$ d'aberration sphérique du troisième ordre du système, alors

$$\delta x' = \pm r^2 \sqrt{\frac{\lambda \mathfrak{S} \psi_M}{\pi}};$$

or, $\mathfrak{S}$ est constant, quelle que soit l'ouverture, pour une même longueur focale; alors, en exprimant la distance au foyer paraxial du meilleur plan de mise au point sous forme de fraction de l'aberration $\delta x'$, on trouve, qu'à partir de $\psi = 2\pi$ environ, la distance δx de la meilleure image du foyer paraxial est constante et égale à

$$\delta x = \pm 0{,}65\, r^2 \sqrt{\lambda \,|\, \mathfrak{S} \,|}.$$

Cela peut s'expliquer par le fait que les rayons diffractés par des zones correspondant à des différences de marche de plus en plus grandes agissent de moins en moins sur la tache centrale, qui joue à proprement parler le rôle d'image; ces rayons ne font qu'agrandir le halo entourant cette tache sans la modifier; tout se passe comme si l'instrument présentait de plus en plus de lumière diffuse, d'où perte de contraste sans changement de netteté des contours.

On peut se rendre compte de cela en comparant les images des différentes mises au point correspondant à différentes aberrations $\psi = 5\pi$, 4π, etc., et en supposant que ces différentes aberrations sont obtenues à partir d'un même système optique, que l'on diaphragme à différentes valeurs; si, à l'ouverture maximum, correspond par exemple une aberration $\psi = 5\pi$, on obtiendra par diaphragmation $\psi = 4\pi$ pour le bord de l'onde si

$$5\pi t^2 = 4\pi, \qquad \frac{H}{H_M} = \sqrt{t} = 0{,}9465,$$

donc en diaphragmant à 0,9465 de la hauteur d'incidence maximum; pour pouvoir comparer les images entre elles, il faut tenir compte ensuite de l'étalement de ces images et de la diminution de flux correspondant à la diaphragmation. Jusqu'à une aberration $\psi = 2\pi$, la diaphragmation n'agit pour ainsi dire pas sur la tache centrale de la région de mise au point; elle ne fait que diminuer le halo entourant cette tache, sans modifier celle-ci.

Pour les valeurs de ψ inférieures à 2π, la meilleure image se replace progressivement à la moitié de l'aberration longitudinale.

Dans une prochaine Note nous appliquerons ces résultats à l'œil lui-même.

RÉUNION DU 3 JUILLET 1943.

La séance a eu lieu à Marseille sous la Présidence de M. Charles Fabry.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. *L'imagerie électronique*, par M. Henri Chrétien, Professeur à la Sorbonne et à l'Institut d'Optique.

2. *Vision par contraste, sur routes éclairées artificiellement*, par M. J. Dourgnon, Ingénieur-Électricien, Collaborateur du Centre de Recherches scientifiques maritimes et industrielles de Marseille.

L'imagerie électronique ;

par M. Henri Chrétien.

Exposé des principes sur lesquels repose ce qu'on appelle « l'Optique électronique ». On montre, tout d'abord, comment le mouvement des électrons, dans un double champ de forces

électriques et magnétiques, est régi par le principe de la moindre action d'Hamilton, ce qui rend mathématiquement identiques les problèmes de la détermination des trajectoires des rayons cathodiques et celui du tracé des rayons lumineux, régi par le principe de Fermat.

Guidé par cette identité, on peut calculer les aberrations d'une *focalisation* de rayons cathodiques en généralisant les méthodes de l'optique géométrique de manière à les rendre applicables aux milieux à variation continue de l'indice de réfraction. Le procédé le plus direct est celui qui a été employé par Gläser, basé sur l'emploi de la fonction iconale de Schwarzschild : par suite du remarquable théorème d'addition des aberrations dites du troisième ordre, cette généralisation est immédiate. Dans l'imagerie purement électrique, on est conduit, dans les deux cas, exactement à la même description des aberrations du troisième ordre.

Dans l'imagerie magnétique, où une rotation d'ensemble de l'image dans son plan se produit, cette rotation est, elle-même, passible de trois nouveaux défauts indépendants, du troisième ordre également.

La communication se termine par la projection de clichés montrant, d'après une récente publication du Laboratoire de l'A.E.G., les résultats, vraiment merveilleux, qu'on obtient aujourd'hui en micrographie électronique, où les grandissements peuvent être facilement décuplés de ceux accessibles à la micrographie ordinaire en lumière ultraviolette.

Vision par contraste sur route éclairée artificiellement.
(Description d'une maquette d'étude);

par M. Jean Dourgnon.

La vision des obstacles (voitures, piétons, etc.) qui se présentent sur une voie publique est due à ce que leur brillance moyenne est différente de celle du fond. On peut schématiser cette remarque en constituant des obstacles d'essai par des surfaces planes mates, de facteurs de réflexion uniformes, disposées perpendiculairement à l'axe de la voie publique.

Les données physiques sont, pour l'obstacle : ses dimensions, sa forme et son facteur de réflexion; pour l'installation d'éclairage : la répartition des brillances dans le champ pour le point de vue donné, et l'éclairement du plan vertical de l'obstacle.

La mesure où le calcul des éclairements ne présentent aucun caractère de nouveauté. La mesure des brillances, sur une installation existante, se fait maintenant par voie photographique, l'appareil étant placé au point d'observation. La prédétermination des brillances de la chaussée, pour une installation en projet, peut être dessinée et cotée sur une vue perspective, que l'on superposera ultérieurement à la photographie.

Les données physiques de l'installation étant supposées connues, il convient d'en déduire ce que les éclairagistes anglais appellent le « pouvoir révélateur » de l'installation, c'est-à-dire la façon dont les obstacles vont être vus. Cette recherche peut se faire *a priori*, en partant des propriétés connues de l'œil moyen. On peut, par une méthode plus directe, opérer sur le terrain; cela a été tenté par l'auteur, en collaboration avec Yves Le Grand, mais cette façon d'opérer apparaît vite impraticable, sauf à titre de contrôle, car il est difficile d'effectuer sur le terrain le grand nombre de mesures qui seraient utiles. On est donc réduit à opérer sur maquette. Le Centre de Recherches scientifiques, maritimes et industrielles de Marseille a réalisé, sur la demande des Services techniques de la Ville, une maquette de ce genre à l'échelle 1/50e. L'observateur opère en vision monoculaire, à une hauteur au-dessus du plan de la chaussée réduite à la même échelle. L'obstacle est une petite surface mate verticale, entraînée par un chariot latéral, invisible. Ce chariot peut se déplacer, soit à la volonté de l'observateur lui-même, qui dispose d'un volant à portée de sa main, soit automatiquement à vitesse constante, au moyen d'un moteur électrique. On note les positions pour lesquelles l'obstacle apparaît ou disparaît. Si l'on répète l'expérience un nombre de fois suffisant, on peut tracer des courbes donnant, en fonction de la distance à l'observateur, la fréquence cumulative d'apparition ou de disparition d'un obstacle donné.

Dans le cas, de beaucoup le plus habituel, où l'obstacle est de brillance inférieure à celle du fond, l'avantage reviendra évidemment aux installations réalisant une brillance élevée du fond et un éclairement des plans verticaux aussi faible que possible. Mais il n'est pas certain que la perception des obstacles se fasse entièrement et toujours grâce à l'effet silhouette, comme il est présupposé dans les expériences ci-dessus. Il sera donc prudent de créer des maquettes de voitures, de piétons, etc. se rapprochant davantage de la réalité et de faire des mesures complémentaires telles que celles de l'acuité visuelle.

SECTION DE LYON.

REUNIONS DES 1er ET 2 JUILLET 1943.

La section lyonnaise de la Société de Physique a tenu trois réunions à Grenoble, les 1er et 2 juillet 1943.

Les communications suivantes ont été présentées :

1. *Remarques sur la théorie de l'ordre et du désordre dans les alliages*, par M. J. Yvon.
2. *Sur un enregistreur de pression. Son application à l'étude des propagations d'ondes dans les canaux et les conduites forcées*, par MM. André Fortier et Paul Sauvage (¹).
3. *Propriétés magnétiques d'un ferro-nickel tendu*, par M. Maurice Bayen.
4. *Coefficients a et b de la loi de Rayleigh, le long de la courbe anhystérétique, pour du fer pur*, par Mlle Nicole Janet.
5. *Domaines élémentaires et diagrammes de poudre d'un monocristal de fer*, par M. Louis Néel.
6. *Sur la réalisation d'un nouveau générateur de neutrons*, par M. Max Morand.
7. *Diagramme pour le calcul des lignes électriques longues*, par M. Félix Esclangon (²).
8. *Dispositif électrolytique de concentration en eau lourde*, par M. André Coche.
9. *Analogies magnétiques des grandeurs hydrodynamiques. Application à la mesure de la portance des ailes*, par M. Noël Félici.
10. *Propriétés magnétiques nouvelles de couches minces de fer*, par M. Noël Félici.
11. *Sur le calcul de la distribution du potentiel électrique entre électrodes d'un système à symétrie cylindrique*, par MM. Robert Duchon et Max Morand.

1. — Remarques sur la théorie de l'ordre et du désordre dans les alliages;

par M. J. Yvon.

Rappel des hypothèses de Bethe. L'auteur s'est proposé d'en donner un développement complet par approximations successives. Définitions des probabilités fondamentales.

(¹) (²) Voir *Journal de Physique*.

Équation de l'ordre à grande distance. Équation de l'ordre à petite distance. Chaleur spécifique. Application au laiton β équiatomique. La seconde approximation conduit à peu près au même résultat que la première, déjà obtenue par Bethe lui-même. La comparaison avec l'expérience repose essentiellement sur le rapport :

$$\frac{R_x \text{ Température de Curie}}{\text{Énergie totale de transformation ordre} \rightarrow \text{désordre}}.$$

Elle est satisfaisante.

La méthode est appliquée ensuite au ferromagnétisme. Ni la première approximation, déjà envisagée par Firgau, Kramers et Wasimir; Takagi, etc., ni la seconde approximation, ni une théorie quantique $\left(\text{première approximation : spin } \frac{1}{2}\right)$ ne donnent satisfaction soit au point de vue du rapport ci-dessus, soit au point de vue de la chaîne linéaire : l'expression donne des exemples de chaînes linéaires ferromagnétiques, en contradiction avec les résultats des calculs envisagés ici. On en conclut qu'il faudra faire intervenir plusieurs électrons par atome pour comprendre le ferromagnétisme.

Un Mémoire détaillé paraîtra ultérieurement.

3. — Propriétés magnétiques d'un ferro-nickel tendu ;

par M. Maurice Bayen.

Nous avons repris l'étude de l'influence de la tension d'un fil de ferro-nickel (Ni 51,2-55,5, Fe 43-43,2, les impuretés étant constituées surtout par du manganèse) sur ses propriétés magnétiques : forme du cycle d'hystérèse, valeurs du champ coercitif, de l'intensité d'aimantation à saturation, de l'intensité d'aimantation rémanente, de la perméabilité anhystérétique, des coefficients a et b de la loi de Lord Rayleigh relative à l'aimantation commençante.

Le fil était tendu suivant l'axe d'un solénoïde de 2 m de longueur qui servait à produire le champ magnétisant. La tension obtenue au moyen d'une vis était déterminée en mesurant au cathétomètre la hauteur dont s'abaissait le milieu d'une portion bien limitée du fil sous l'action d'un poids de 10 kg.

L'induction et le champ étaient déterminés par une méthode balistique de grande précision. Nous utilisions un galvanomètre Zernicke à fil de quartz qui avait une faible résistance et une grande résistance critique. Associé à une faible résistance, il fonctionnait comme un fluxmètre. Ce galvanomètre nous permettait de déterminer les valeurs de l'induction magnétique de la substance étudiée et les valeurs du champ magnétique uniforme produisant cette induction. Une attention spéciale était portée sur le champ démagnétisant, et sa valeur était déterminée d'une façon précise, également par une méthode balistique, mais en compensant les déviations du galvanomètre produites par les variations du champ magnétisant. Nous déterminions ainsi les valeurs du champ avec une précision de 0,0004 œrstedt, et les valeurs de l'induction avec une précision de 0,02 gauss.

Coefficients a et b de la loi de Lord Rayleigh. — L'intensité d'aimantation est représentée en fonction du champ H agissant, quand celui-ci a des valeurs faibles (de l'ordre du 1/10e du champ coercitif) par la formule de Lord Rayleigh :

$$I = aH + bH^2.$$

Nous avons déterminé a et b par une méthode précise que nous décrirons en détail et nous nous sommes servis des résultats pour contrôler la théorie de l'aimantation commençante de M. Néel [3]. Cette théorie permet de déduire la valeur de $\frac{bH_c}{a}$ (H_c, champ coercitif) des valeurs de a, de b et de l'intensité d'aimantation à saturation I_s. L'accord entre les valeurs calculées et les valeurs observées est largement satisfaisant, vu la complexité d'un tel phénomène.

Viscosité magnétique. — Lorsqu'on décrit plusieurs cycles d'hystérésis et qu'à partir d'un champ nul on établit rapidement un champ voisin du champ coercitif, l'induction subit une première variation considérable rapide, puis des variations lentes. Pour étudier le détail de ce phénomène, nous établissions le champ, puis, en changeant de shunt, nous augmentions la sensibilité du galvanomètre balistique. Nous enregistrions le phénomène. Les clichés obtenus montrent que ce phénomène dure presque toujours plus de 10 sec, parfois plusieurs minutes. Les variations de B sont discontinues, ce qui prouve combien il serait vain d'essayer de représenter ce phénomène par des fonctions exponentielles du temps comme l'ont tenté certains auteurs.

Cycles d'hystérésis. — Quand la tension augmente, le champ coercitif diminue, l'intensité rémanente et l'intensité de saturation augmentent. Ces valeurs tendent vers des limites.

Les cycles présentent des parties rectilignes, mais qui sont inclinées par rapport à l'axe des B et non parallèles à cet axe comme dans les cycles rectangulaires qu'a publiés M. Preisach [4]. L'étude précise du champ démagnétisant a permis de conclure que cette inclinaison ne peut pas être imputée à ce champ démagnétisant. Il est à noter que les alliages de M. Preisach avaient des compositions différentes et surtout avaient été soumis à des traitements thermiques différents.

Courbe de première aimantation. — Nous avons tracé cette courbe complètement pour différentes tensions. Avant chaque expérience, le fil était désaimanté par champ magnétique alternatif d'intensité continûment décroissante. Les graphiques ont montré que cette courbe ne rejoint le cycle d'hystérèse qu'au voisinage de la saturation.

Aimantation anhystérétique. — En superposant un petit champ magnétique H_m constant à un champ magnétique alternatif d'intensité décroissante jusqu'à zéro, nous obtenons l'aimantation anhystérétique. La courbe d'aimantation ainsi obtenue est rectiligne et parallèle à la partie rectiligne du cycle d'hystérèse et correspond à des perméabilités considérables qui augmentent avec la tension.

T en kg/mm²	μ
15	19000
20	21000
25	25000

4. — Coefficients a et b de la loi de Rayleigh, le long de la courbe anhystérétique, pour du fer pur ;

par Mlle Nicole Janet.

Afin de compléter les trop rares données expérimentales que l'on possède actuellement sur les coefficients a et b de la loi de Rayleigh, l'auteur a repris leur détermination sur un tore de fer doux ayant un champ coercitif de 1,84 gauss. Le tore était d'abord désaimanté dans un champ constant H_0; on obtenait ainsi une aimantation $I_0 = f(H_0)$ correspondant à un point de la courbe anhystérétique. A partir de ce point comme origine, on décrivait alors une série de cycles symétriques d'amplitudes très faibles, mais croissantes, et l'on

[3] *Cahiers de Physique*, 1942, n° **12**, p. 1; 1943, n° **13**, p. 18.

[4] *Phys. Z.*, **39**, 1932, p. 914.

représentait le lieu de leurs sommets par une expression de la forme

$$I = aH + bH^2,$$

rapportée à 1 cm³.

Le tableau suivant donne les valeurs de $4\pi I_0$, $4\pi a$ et $4\pi b$ en fonction de H_0.

H_0 (gauss)	$4\pi I_0$	$4\pi a$	$4\pi b$
0	0	74,4	540
0,33	2 720	80,1	440
0,66	4 660	90,1	267
1,00	5 600	84,5	321
1,33	6 410	83,9	298
1,66	7 200	83,4	270
2,00	7 760	81,1	241
2,66	8 600	78,9	214,5
3,33	9 460	76,6	194
4,00	10 120	65,9	173
4,66	10 800	69,7	166
5,32	11 210	63,1	124
6,00	11 700	58,7	111
6,66	12 120	65,5	90
7,34	12 410	60,5	85
8,00	12 710	56,6	75,5
8,66	12 900	55,5	62,5
9,32			
10,00	13 050	49,5	48,5
10,66	13 400	45,9	43,6

On constate que a reste à peu près constant tant que I_0 n'atteint pas 10 000, c'est-à-dire la moitié de la saturation, tandis que b décroît linéairement : la droite extrapolée coupe l'axe $b = 0$ pour $I_0 = 14\,500$.

Il n'est donc pas possible d'expliquer ces résultats par une simple variation de la surface totale de séparation entre les domaines élémentaires : dans ce cas, en effet, a et b devraient varier proportionnellement; les phénomènes sont en réalité plus complexes.

5. — Domaines élémentaires et diagrammes de poudre d'un monocristal de fer ;

par M. Louis Néel.

L'auteur rappelle d'abord que pour approfondir le mécanisme de l'hystérésis, il importe essentiellement de connaître les formes et les dimensions des domaines élémentaires. A ce point de vue, l'effet Barkhausen fournit quelques renseignements, mais les documents les plus précieux sont donnés par les diagrammes de poudre obtenus pour la première fois par Bitter (5), en laissant déposer, sur la surface polie d'un ferromagnétique, une suspension colloïdale d'oxyde de fer : dans certaines conditions, on obtient ainsi les traces sur la surface d'observation des parois de séparation entre domaines. Certains diagrammes de poudre sont particulièrement intéressants, par exemple ceux que Sixtus (6) et Kaya (7) ont obtenus, indépendamment, avec un monocristal de fer dont l'aimantation était parallèle à la surface d'observation et de l'ordre de grandeur de l'aimantation rémanente : ils observèrent des lignes à peu près équidistantes, parallèles à l'intersection avec le plan d'observation, soit du plan perpendiculaire à l'axe ternaire le plus rapproché du champ magnétique appliqué, soit du plan perpendiculaire à l'axe binaire le plus rapproché du champ. Ces résultats n'ont reçu, jusqu'ici, aucune interprétation correcte.

L'auteur souligne alors l'importance, toujours trop négligée, du champ démagnétisant comme facteur de la décomposition en domaines. Dans un barreau monocristallin allongé, d'orientation quelconque par rapport aux axes quaternaires, l'aimantation se partage suivant ces trois axes de manière telle que le champ démagnétisant résultant transversal soit nul, comme le montre d'ailleurs l'interprétation qu'a donnée Gorter (8) des expériences de Kaya (9) relatives à la rémanence de monocristaux de fer. On peut aller plus loin et admettre, en principe, que, pour éviter l'apparition de champs démagnétisants et l'augmentation corrélative de l'énergie libre, *il ne doit pas y avoir de charges magnétiques libres à l'intérieur du ferromagnétique*. Il en résulte nécessairement l'égalité des composantes normales à la paroi de l'aimantation spontanée des deux phases adjacentes séparées par cette paroi.

D'autre part, l'examen des diagrammes de poudre montre que les domaines doivent avoir la forme de feuillets empilés les uns sur les autres comme les pages d'un livre, et ces domaines sont alternativement aimantés suivant les trois axes quaternaires : les surfaces de séparation sont toutes parallèles et, de l'égalité des composantes normales, il résulte que ces surfaces sont perpendiculaires à l'axe ternaire le plus rapproché de l'aimantation résultante. On s'explique ainsi le premier résultat cité de Sixtus et de Kaya.

Le calcul montre que, lorsque le champ appliqué est suffisant, l'aimantation ne se partage plus que suivant les deux axes quaternaires les plus rapprochés du champ appliqué. Si l'on tient compte des phénomènes de magnétostriction, on s'aperçoit alors que les parois de séparation entre les domaines sont dans l'état le plus stable quand elles sont perpendiculaires à l'axe binaire le plus rapproché du champ appliqué, d'où l'interprétation du second résultat de Sixtus et de Kaya. On rend compte également, d'une façon aisée, des conditions de passage entre les deux positions prévues, en fonction du champ appliqué.

Ces concordances entre la théorie et l'expérience montrent que la forme des domaines imaginée ici est certainement proche de la réalité. Celle-ci doit cependant être plus complexe, car il subsiste, dans la structure adoptée, une couche superficielle à l'intérieur de laquelle subsistent des champs démagnétisants locaux. Il se forme alors, dans cette couche, une structure secondaire, formée, selon la nomenclature de l'auteur, de domaines de *fermeture*, telle que les champs démagnétisants en question disparaissent. Il suffit d'écrire les conditions d'équilibre entre la structure secondaire et la structure primaire pour en déduire l'épaisseur des domaines feuilletés de la structure primaire et de là l'équidistance des lignes de poudre. On obtient ainsi des valeurs qui sont effectivement de l'ordre de grandeur des résultats expérimentaux.

En résumé, tant au point de vue de l'orientation que des dimensions des domaines élémentaires qui se forment au voisinage de la rémanence dans un monocristal de fer, on a pu obtenir, pour la première fois, des résultats conformes à l'expérience en supposant simplement la nullité des champs démagnétisants internes locaux.

6. — Sur la réalisation d'un nouveau générateur de neutrons ;

par M. Max Morand.

Les études de physique ou de chimie nucléaires sont encore à leurs premiers débuts. Pour permettre à ces recherches de faire rapidement des progrès comparables à ceux qui ont

(5) *Phys. Rev.*, 1931, **38**, p. 1903; 1932, **41**, p. 507.
(6) *Phys. Rev.*, 1937, **51**, p. 870.
(7) *Z. f. Physik*, 1934, **89**, p. 796.

(8) *Nature*, 1933, **132**, p. 517.
(9) *Z. f. Physik*, 1933, **84**, p. 705.

été obtenus, au cours d'un demi-siècle d'efforts, pour les phénomènes atomiques — en grande partie grâce au développement des techniques spectrographiques — il est souhaitable de perfectionner davantage toutes les techniques de base. Grâce à des études systématiques et approfondies, on doit chercher à obtenir des rendements aussi voisins que possible des rendements maxima compatibles avec l'ordre de grandeur des constantes naturelles. La recherche de ces circonstances optima paraît d'autant plus nécessaire que les rendements des chocs nucléaires sont, en général, très faibles et qu'il faut, par conséquent, beaucoup de particules incidentes pour produire un effet déterminé.

Les générateurs de neutrons (tube à ions alimentés sous tensions constantes et les cyclotrons) jouent un rôle primordial dans le domaine nucléaire. Étant donnés certains avantages très appréciables des tubes à ions, j'ai entrepris l'étude théorique et expérimentale des perfectionnements qu'on peut leur faire subir pour les amener à produire des neutrons avec une intensité analogue à celle que donnent les cyclotrons [10]. Nous examinerons ici quelques points particuliers de cette étude, en signalant les premiers résultats obtenus.

Les sources d'ions à haute tension et à décharge spontanément entretenue m'ont paru préférables aux sources d'ions à basse tension, à cause des avantages suivants : commodité de focalisation des faisceaux d'ions, possibilité de produire une grande proportion d'ions atomiques par cassure des ions moléculaires sur les molécules neutres du gaz résiduel, grande intensité des faisceaux d'ions sortant de la source lorsque le diamètre du trou de sortie est suffisamment grand. Cette dernière circonstance a nécessité l'étude et la réalisation préalable de pompes à très grande vitesse de pompage [11] (supérieure à 1 m³/sec). Grâce à la rupture des ions moléculaires par choc contre les molécules neutres du gaz résiduel, des courants d'ions atomiques, parfaitement focalisés sur une cible placée à plus de 1 m de la source et transportant une intensité de l'ordre de grandeur de 1 mA ont déjà été obtenus, avec un rendement qui atteint jusqu'à 25 pour 100 de l'intensité traversant l'anode de la source, alors que le rendement des sources habituelles en ions atomiques n'est que d'environ 0,5 pour 100. J'ai, de plus, mis au point, un dispositif de circulation du gaz en circuit fermé qui permet de laisser fonctionner l'installation pendant de nombreuses heures sans avoir à y toucher.

Les problèmes relatifs à la focalisation des faisceaux d'ions m'ont amené à préciser et à compléter l'étude théorique des lentilles électrostatiques; celles-ci sont obtenues en utilisant simplement les différentes tensions d'accélération que les ions traversent successivement. J'ai, d'abord, déterminé, de manière aussi précise que possible, la distribution du champ électrique tout le long du faisceau, en partant de l'anode, c'est-à-dire de l'intérieur même de la source d'ions, puis en traversant les électrodes de formes convenables susceptibles de fournir les lentilles électrostatiques désirées. On trouvera, dans la communication suivante, un résumé de ces recherches. Une théorie plus complète des lentilles électrostatiques m'a ensuite montré que l'on peut calculer, avec une très bonne approximation, la distance focale d'une lentille mince (c'est-à-dire dont la traversée ne modifie pratiquement pas la section du faisceau) par la formule suivante :

$$\frac{1}{f} = -\frac{1}{4}\left(\frac{\Phi_a}{\Phi_b}\right)^{\frac{1}{4}} \left\{ \frac{3}{4} \int_a^b \frac{\Phi'^2}{\Phi^2} dz + \frac{\Phi'_b}{\Phi_b} - \frac{\Phi'_a}{\Phi_a} \right\};$$

Φ est la différence de potentiel électrique traversée par l'ion depuis l'endroit où il a été créé (prise avec son signe ou avec le signe contraire selon que la particule est négative ou positive); Φ' est la composante du champ électrique suivant l'axe Oz (avec la même convention de signe); *a* et *b* désignent respectivement la face d'entrée et la face de sortie; des distances focales négative ou positive correspondent respectivement à des lentilles convergente ou divergente. Pour obtenir le trajet des faisceaux d'ions depuis l'anode jusqu'à la cible, il faut utiliser ensuite les formules des lentilles simples de l'optique ordinaire en les appliquant à chaque tranche des étages d'accélération susceptible d'être considérée comme une lentille mince. On est guidé dans ce choix par la remarque que les seules régions où le champ varie rapidement donnent des effets de lentille notables. (Un champ uniforme parallèle à l'axe du système, même s'il agit sur une longue distance, ne produit aucun effet de lentille, comme on peut s'en apercevoir aisément en constatant que des trajectoires parallèles à l'axe entrant dans un champ y demeurent parallèles et, par conséquent, ne subissent aucune déviation.) La réalisation expérimentale de diverses dispositions d'électrodes a permis de bien vérifier les applications faites de la formule indiquée plus haut.

Cette étude expérimentale a fait apparaître une liaison intéressante entre des variables qui semblent, à première vue, indépendantes. C'est, d'une part, la pression d'amorçage et d'entretien de la décharge spontanée dans la source, d'autre part la disposition géométrique des électrodes de focalisation qui peut, *a priori*, être choisie de manière arbitraire, car de multiples solutions permettent d'obtenir la formation du foyer à une distance donnée de la source. La liaison observée entre ces deux variables permet donc de choisir la disposition géométrique des électrodes la plus favorable. Cette liaison résulte de la bonne ou de la mauvaise focalisation des électrons libérés par le faisceau d'ions, dans le gaz résiduel, sur la partie de son parcours où il traverse un gaz à pression relativement élevée. Si les électrodes de focalisation du faisceau d'ions ont une disposition telle que ces électrons peuvent arriver dans la source, le supplément d'ionisation qu'ils y produisent permet d'obtenir l'entretien spontané de la décharge pour une pression sensiblement plus faible qu'en leur absence. Le rapport des pressions dans la source peut ainsi varier de 1 à 2. Cette circonstance est particulièrement intéressante, car une disposition judicieuse des électrodes permet, par ce moyen, de diminuer notablement le débit du gaz sortant de la source et, par suite, d'abaisser, dans le même rapport, la pression moyenne du gaz résiduel qui circule dans la majeure partie du tube. J'ai pu réaliser, dans ces conditions, dans le tube, une pression moyenne de 1/6 barye, qui est très favorable pour obtenir une faible production d'ions parasites tout le long du faisceau d'ions; on peut ainsi diminuer considérablement le bombardement des électrodes par ces ions parasites et éviter un trop rapide échauffement.

[10] Cf. *Société française de Physique, Section de Lyon*, séances des 14 juin 1941, 14 avril 1943, 9 juin 1943.

[11] *Société française de Physique, Section de Lyon*, séance du 27 juin 1942.

Le Gérant : Maurice Blondin. 118824 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1943.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, rue de Rennes, Paris (VIe).

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

SÉANCE DU 19 NOVEMBRE 1943.

Présidence de M. A. Pérard.

Aucune observation n'est faite à propos des Communications faites à la séance du 18 juin. Le procès-verbal est adopté.

M. le Président prononce l'allocution suivante :

Mes chers Collègues,

J'ai le regret de vous annoncer le décès de plusieurs de nos collègues :

M. Georges Prévost, Ingénieur civil des Mines;

M. Henry Cardot, Professeur de Physiologie à la Faculté des Sciences de Lyon;

M. Jean Tourriol, Professeur honoraire au Lycée Saint-Louis (Membre à vie);

M. Edgar Haudié, Professeur d'Électricité à l'École Navale, en retraite (Membre à vie).

Je prie les familles de nos regrettés Collègues d'agréer les bien sincères condoléances de la Société française de Physique.

Ce n'est pas tout; car nous apprenions encore, ces jours derniers, la mort de l'un de nos deux illustres Membres honoraires, le grand physicien hollandais Zeeman.

Pierre Zeeman était né le 25 mai 1865 à Zonnemaire, village de l'île de Schouven (Zélande). Il fit ses études à l'École moyenne de Zierikzee, puis à la Faculté de Leyde, où il prit, en 1893, le grade de Docteur en Philosophie et, en 1896, celui de Docteur ès sciences mathématiques et physiques. Il devint Professeur de Physique à l'Université d'Amsterdam en 1900, et le resta jusqu'à se retraite en 1935.

Le prix Nobel de Physique, qu'il partagea avec Lorentz en 1902, ne fut que l'une des nombreuses récompenses que lui décernèrent les Assemblées savantes; on peut citer encore le prix Baumgartner, de l'Académie des Sciences de Vienne; la Médaille d'Or Rumford, de la Société Royale de Londres; la Médaille d'Or Franklin, de l'Institut Franklin de Philadelphie; la Médaille d'Or de Matteucci, de la Société italienne des Sciences de Rome; la Médaille d'Or Henri Draper, de l'Académie des Sciences de Washington; et, en 1899, le prix Wild, de l'Académie des Sciences de Paris.

Le nombre des Académies des Sciences dont il était Membre ne se compte plus. Citons celles d'Amsterdam (1898), de Bologne, Turin, Göttingen, Berlin, Budapest, Madrid, Monaco, Bavière, Bruxelles, Louvain, Gand, la Société royale de Londres et l'Académie Pontificale (1936). Nommé, en 1921, Correspondant de la Section de Physique générale de l'Académie des Sciences de Paris, il entrait à cette Académie comme Membre associé en 1933.

Docteur *honoris causa* d'un grand nombre de Facultés il était Commandeur du Lion hollandais, de l'Ordre d'Orange-Nassau et de notre Ordre français de la Légion d'honneur.

Lorsque, tardivement, en 1929, la Hollande entra dans la Convention du Mètre, Zeeman fut naturellement élu Membre du Comité international des Poids et Mesures; et il n'en manqua jamais une seule session. Dix ans plus tard, Volterra malade, se sentant dans l'impossibilité de venir à Paris présider ce Comité et le représenter devant la Conférence générale des Poids et Mesures convoquée pour le mois d'octobre, délégua ses pouvoirs à Zeeman, qui, au décès de Volterra, devint, presque d'office, Président intérimaire.

La très grande majorité des travaux de Zeeman et de ses écrits, publiés tantôt dans sa langue natale, tantôt en allemand, en anglais ou en français, se rapportent au phénomène auquel restera à jamais attaché son nom : l'*effet Zeeman*, action des champs magnétiques sur l'émission lumineuse. Je n'entreprendrai pas de suivre pas à pas les divers stades des recherches par lesquelles Zeeman, ses collaborateurs, et aussi quelques physiciens étrangers, ont, en définitive, éclairci ce phénomène; le Président de l'Académie des Sciences l'a quelque peu détaillé lundi dans son allocution. Je ferai remarquer, par contre, que Zeeman a largement débordé sur cette étude; et l'on trouve aussi un certain nombre de ses publications qui se rapportent, soit à l'effet Stark, soit au phénomène de Kerr, ou à l'analyse des spectres, à la structure fine des raies et surtout à l'expérience de Fizeau et à l'hypothèse de l'éther immobile.

A Amsterdam, un laboratoire avait été spécialement construit pour lui, avec un électro-aimant puissant, un groupe moteur générateur de 100 A en courant continu nécessaire à son alimentation, un grand réseau de Rowland, une salle à température constante dont la régulation automatique était particulièrement efficace, et tout un excellent outillage spectroscopique dont l'ensemble était précisément conçu pour les recherches sur l'effet Zeeman.

A ce laboratoire chaque semaine, dans un « colloquium », des physiciens hollandais ou étrangers exposaient les récents résultats de leurs recherches et Zeeman invitait périodiquement à sa table les chercheurs de son laboratoire. A la création de l'Institut français d'Amsterdam, en 1933, qui devait héberger quatre pensionnaires français désireux de travailler en Hollande, il avait demandé que l'un d'eux fût physicien, pour pouvoir inviter un jeune savant français à travailler chez lui.

C'était un ami sincère de notre pays, où il se rendait fréquemment; et je viens d'apprendre que, dans sa dernière maladie, il en parla à plusieurs reprises, se préoccupant de ce Comité international dont il assurait la présidence avec la scrupuleuse conscience qu'il apportait à tout ce qui lui était confié.

On ne peut parler de Zeeman sans noter sa bonté, qui était empreinte sur son visage et qui commandait tous ses actes, ainsi que la bienveillance qui éclairait le sourire inoubliable de son accueil.

Il a été emporté, le 9 octobre dernier, par une maladie qui n'avait pas duré trois semaines.

Mme Zeeman, que beaucoup d'entres nous ont connue, et Mlle Zeemann, qui accompagnait son père si souvent à Paris pour accomplir auprès de lui, avec sa douce piété filiale, le rôle de secrétaire, ainsi que ses autres enfants, dont nous comprenons trop la douleur, voudront bien accueillir les témoignages de la respectueuse sympathie de tous les amis que Zeeman laisse à la Société française de Physique.

M. le Président communique les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est statué de suite.

Sont élus Membres de la Société française de Physique :

Mlle Théodoresco (Marie), Docteur ès sciences physiques, au Laboratoire de Physique (Enseignement), 1, rue Victor-Cousin, Paris 5e, présentée par MM. E. Darmois et J. Hulot.

M. Fournier (André), Assistant à la Faculté des Sciences, 1 square Grangé, Paris, 13e, présenté par MM. E. Darmois et F. Bedeau.

M. Maugard (Guy), Ingénieur, 8, rue Valentin-Haüy, Paris, 15e, présenté par MM. E. Darmois et Yadoff.

M. de Roumefort (François), Industriel, 28, rue Alphonse-Helbronner, Saint-Ouen (Seine), présenté par MM. Ch. Fabry et G. Guadet.

M. Varlan (Gaston), Ingénieur, 1, square Charles-Laurent, Paris, 15e, présenté par MM. E. Darmois et E. Vassy.

Établissement de Recherches aéronautiques, 23, chemin de la Juncasse, à Toulouse (Haute-Garonne), présenté par MM. P. Vernotte et M. Lebelle.

Société Messier, Construction de Matériel aéronautique, 6, avenue Raymond-Poincaré, Paris, 16e, présentée par MM. J. Bailaud et Ed. Bouty.

Société anonyme des Anciens Établissements Gallois et Cie, Électricité médicale, 54, rue Villon, à Lyon (Rhône), présentée par MM. G. Déjardin et E. Darmois.

M. le Secrétaire général indique, comme ouvrages reçus pour la Bibliothèque :

Mme Y. Labrouste et H. Labrouste. — Analyse des graphiques résultant de la superposition de sinusoïdes. — Tables numériques. — Atlas de courbes de sélectivité. — Supplément aux Tables. (Presses Universitaires de France, 108, boulevard Saint-Germain).

R. Jacquesson. — Contribution à l'étude des dislocations cristallines produites dans les métaux par des torsions simples et alternées (Éditions Blondel, 7, rue Saint-Lazare, Paris, et Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins).

M. le Président communique l'information suivante :

J'ai été récemment avisé, par M. Déjardin, de l'activité des physiciens qui se trouvent à Grenoble et aux alentours, et qui pourraient constituer une filiale de la Société de Physique, ou plutôt de sa Section de Lyon.

Il y aurait de même, à Saint-Étienne, un noyau de physiciens capables de former les éléments d'une filiale analogue.

On aurait actuellement en vue d'agglomérer ces deux nouveaux centres avec le Centre de Lyon. La Section de Lyon ainsi agrandie pourrait prendre le nom de Section du Sud-Est, avec son centre principal à Lyon et ses deux satellites à Grenoble et à Saint-Étienne, de même que la Section Méditerranée a son centre à Marseille, avec ses deux satellites à Montpellier et à Nice.

Ceci n'est encore qu'un projet, que j'ai pleinement approuvé. Vous serez tenu au courant de sa réalisation.

Les deux Communications suivantes ont été présentées :

I. M. P. Herreng. — *Nouvelle méthode de mesure de la mobilité des électrons dans les gaz.* (*Projections.*)

II. M. H. Bizette. — *L'interaction aux basses températures entre les ions de quelques éléments de la famille du Fer : ferro, antiferro et métamagnétisme.* (*Projections.*)

La Communication de M. Herreng fera l'objet d'un Mémoire qui sera publié dans le Journal.

L'interaction aux basses températures entre les ions de quelques éléments de la famille du Fer : ferro, antiferro et métamagnétisme (1) ;

par M. H. Bizette.

L'intérêt croissant qui se manifeste pour les substances antiferromagnétiques se justifie par la fréquence et la nature du phénomène étudié, ses relations avec les conceptions d'Heitler et de London de la liaison chimique, le grand nombre de problèmes qu'il pose et d'expériences nouvelles qu'il suggère.

Le caractère essentiel d'une substance antiferromagnétique est l'existence d'une température T_λ pour laquelle la susceptibilité passe par un maximum et pour laquelle la chaleur spécifique présente une anomalie. Au-dessous de T_λ, la susceptibilité devient fonction croissante du champ magnétique. OMn [1], SMn cubique type ClNa, F^2Mn [2] constituent des exemples de tels composés. Le phénomène est dû aux forces d'échange qui, au-dessous de T_λ deviennent si grandes que le spin cesse d'être libre. Dans certains cas, les liaisons créées au-dessous de T_λ ne se détruisent qu'à température beaucoup plus élevée T'_λ. Il en résulte une hystérésis en fonction de la température; c'est ce qui se produit pour SeMn [3].

Écartons le cas où T'_λ est différent de T_λ. Pour différents sels d'un même métal, les nouvelles liaisons seront d'autant moins solides que T_λ sera plus faible. Considérons les composés ferreux OFe [4], F^2Fe [5], CO^3Fe [6], Cl^2Fe [7]. Les trois premiers suivent à la température ordinaire la loi de Curie-Weiss $\chi = \dfrac{C}{T-\theta}$ avec un θ négatif, respectivement égal à — 570° K, — 117° K, — 10° K [?], qui diminue en valeur absolue de l'oxyde au carbonate. Pour le chlorure, le θ est positif et égal à 48° K. Il existe, pour chacun d'eux, une température T_λ pour laquelle la susceptibilité initiale χ_0 à champ faible passe par un maximum. Cette température est respectivement égale à 198° K, 79° K, 33°,3 K, 23°,5 K. Il doit lui correspondre une anomalie de la chaleur spécifique (déterminée pour OFe et Cl_2Fe, elle est à rechercher pour F_2Fe et CO^3Fe).

Les variations de χ en fonction de H sont beaucoup plus prononcées pour le chlorure que pour le carbonate, autrement dit l'action perturbatrice d'un champ magnétique se fait d'autant plus sentir que les nouvelles liaisons sont plus lâches, que T_λ est plus basse. Pour la même raison, la présence d'un champ magnétique élevé gêne, à très basse température la création de liaisons nouvelles, d'autant plus que le milieu est plus dilué en ions magnétogènes, comme J. Becquerel [6] l'a montré en étudiant, à la température de l'hélium liquide, le pouvoir rotatoire magnétique de quelques mésitites. L'action perturbatrice peut également donner naissance à d'autres anomalies, faible rémanence après aimantation dans un champ suffisamment intense, fortes rémanences thermomagnétiques, qui semblent liées à la valeur positive

(1) Les nombres entre crochets correspondent aux numéros des Notes figurant dans la bibliographie annexée à cette communication.

de θ (le signe de θ négatif pour CO_3Fe n'a pas été déterminé pour les mésitites). Comme le fait justement remarquer J. Becquerel, il ne s'agit pas ici d'une aimantation spontanée, mais d'une aimantation métastable provoquée par un champ magnétique suffisamment élevé. A ces phénomènes, dus à l'action perturbatrice du champ magnétique, J. Becquerel et Van der Handel [8] ont donné le nom de *métamagnétisme*. Cette dénomination a été reprise par de Haas et Schultz [9] pour caractériser les anomalies présentées par le chlorure cobalteux, puis par Starr [10] qui l'applique aux chlorures ferreux, cobalteux, nickeleux et chromique.

Puisqu'il s'agit de liaisons nouvelles, on peut se demander si les ions que l'on rapproche les uns des autres pour leurs propriétés chimiques donnent naissance à des phénomènes semblables. La réponse semble être affirmative. L'ion Co^{++}, l'ion Ni^{++} doivent être rapprochés de l'ion Fe^{++}. Les chlorures de cobalt et de nickel se comportent comme le chlorure ferreux, les phénomènes étant beaucoup moins accentués. Ceci suggère la reprise d'un grand nombre de mesures, en particulier celle de la susceptibilité magnétique du fluorure et de l'oxyde cobalteux et de l'oxyde de nickel, la pureté du composé étudié étant essentielle. On ne saurait, par contre, rapprocher le chlorure chromique du chlorure ferreux. L'étude comparée du fluorure chromique [11] montre qu'il s'agit, ici, de substances ferromagnétiques. On n'a pas encore recherché la nature de l'interaction entre les ions magnétogènes de la même famille, par exemple entre Mn^{++} et Fe^{++} dans les solutions solides OMn — OFe.

Le passage de l'antiferromagnétisme au paramagnétisme constituant une transformation de deuxième ordre, il est intéressant d'étudier comment le phénomène se modifie quand on dilue les ions magnétogènes. L'étude faite à Bellevue, au laboratoire de M. Cotton, en collaboration avec M. Tsaï, des solutions solides de OMn et de OMg d'une part, de OFe et OMg d'autre part, montre : *a.* que les susceptibilités à la température ordinaire rapportées à 1 mol-g d'oxyde paramagnétique sont d'autant plus grandes que la proportion de magnésie est plus forte et : *b.* que la baisse de la susceptibilité quand la température diminue à partir du point de transition prend, de moins en moins, d'amplitude et finit par disparaître pour des proportions relativement faibles de magnésie, en même temps que le maximum de la susceptibilité se déplace vers les basses températures. Le maximum aigu de la chaleur spécifique doit également s'évanouir rapidement. Il est fort instructif de rapprocher les résultats obtenus pour les solutions OFe — OMg de ceux obtenus par J. Becquerel [8], [12] sur le pouvoir rotatoire magnétique de quelques sidéroses et mésitites.

Alors que pour la solution de composition 11 OFe — 2 OMg le terme correctif de la loi de Weiss (applicable à assez haute température) est négatif et égal à — 20° K, il devient positif et égal + 38° K dans le cas de la solution de composition 2 OFe — 11 OMg. Il serait intéressant de savoir si ce terme θ n'est pas également positif pour les mésitites, le métamagnétisme semblant lié à l'existence d'un terme θ positif. La substance d'antiferromagnétique se transforme graduellement par dilution en substance métamagnétique, puis paramagnétique.

Première remarque. — Il est souhaitable que soient entreprises des expériences sur les relations entre l'antiferromagnétisme et la structure cristalline. Le sulfure de manganèse qui cristallise sous les trois formes : cubique type ClNa (indice de coordination égal à 6), cubique type blende et hexagonal type wurtzite (indice de coordination égal à 4) serait intéressant à étudier de ce point de vue.

Deuxième remarque. — On ne peut, comme l'affirmait M. Foëx [13], dans la Communication qu'il a faite à la section de Clermont-Strasbourg de la Société française de Physique, le 12 février 1943, classer les substances en deux groupes uniquement d'après le signe de θ de la loi de Curie-Weiss. C'est ainsi que, pour F_3Cr qui devient ferromagnétique à basse température, θ est négatif. Inversement, pour Cl_2Fe, Cl_2Co, Cl_2Ni, θ est positif et les substances ne sont pas ferromagnétiques, mais métamagnétiques.

En ce qui concerne O_3Cr_2 [13], on devait s'attendre au résultat exposé, l'anomalie de la chaleur spécifique et de la susceptibilité ayant été déjà signalée par Anderson [14]. *Voir* également, pour l'anomalie de la susceptibilité, Honda et Soné [15] et Theodoridès [16].

BIBLIOGRAPHIE.

[1] BIZETTE, SQUIRE et TSAÏ, *C. R. Acad. Sc.*, 1938, **207**, p. 449.

[2] BIZETTE et TSAÏ, *C. R. Acad. Sc.*, 1939, **209**, p. 205.

[3] BIZETTE et TSAÏ, *C. R. Acad. Sc.*, 1941, **212**, p. 75-78.

[4] Un compte rendu de Bizette et Tsaï est à l'impression.

[5] BIZETTE et TSAÏ, *C. R. Acad. Sc.*, 1941, **212**, p. 119-120.

[6] FOEX, *Ann. de Physique*, 1921, **16**, p. 251. — J. BECQUEREL, Supplément à la notice sur les travaus scientifiques, 1943, p. 19.

[7] STARR, BITTER et KAUFMANN, *Physical Review*, 1946, **58**, p. 977.

[8] *Journ. de Physique*, 1939, **10**, 7e série, p. 10.

[9] *Journ. de Physique*, 1939, **10**, 7e série, p. 7.

[10] *Physical Review*, 1940, **58**, p. 987.

[11] BIZETTE et TSAÏ, *C. R. Acad. Sc.*, 1940, **211**; p. 252.

[12] BECQUEREL (J.), *Le métamagnétisme*. Réunion d'études sur le magnétisme, Strasbourg, mai 1939.

[13] *Cahiers de Physique*, août 1943, n° **15**, p. 65.

[14] *Journ. of the American Chem. Soc.*, 1937, **59**, p. 488.

[15] *Science Rep. Tohôku Imp. Univ.*, 1914, **3**, p. 223.

[16] *Journ. de Phys. et Rad.*, 1922, **3**, p. 1.

L'avis ci-dessous a été publié :

AVIS.

Cette séance est la première de l'exercice 1943-1944 (année 1944). — Au commencement de cet exercice, le Trésorier a le devoir d'insister, dans l'intérêt de la Société, auprès d'un trop grand nombre de Sociétaires, en retard pour le règlement de leur cotisation.

Il est rappelé que la cotisation annuelle est de 100 francs pour les Sociétaires habitant le département de la Seine; 85 francs pour les autres départements; 150 francs pour les collectivités françaises.

Les cotisations sont reçues, soit directement par

M. C. Yvon, Trésorier de la Société,
26, rue Berthollet, à Arcueil (Seine),

ou par l'intermédiaire de

M. J. Hulot, Agent général de la Société,
8, rue Daguerre, à Paris (15e).

Les mandats ou virements postaux peuvent être adressés au compte :

Société française de Physique, n° 227-92, Paris.

SÉANCE DU 17 DÉCEMBRE 1943.

Présidence de M. A. PÉRARD.

Aucune observation n'ayant été présentée à propos des communications faites le 19 novembre, le procès-verbal est adopté.

M. le PRÉSIDENT fait part du décès de M. J. GALLOIS Ingénieur à Lyon et adresse à la famille les condoléances de la Société.

M. le Président communique les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est statué de suite.

Sont élus membres de la Société française de Phys.que :

M. Danzin (André), Ingénieur aux Laboratoires de la Société française Radioélectrique, 13, rue du Terrage, Paris (10e), présenté par MM. M. Ponte et R. Warnecke.

Herpin (André-Georges), Préparateur au Laboratoire de Recherches physiques de la Sorbonne, 69, Boulevard Voltaire, Paris (11e), présenté par MM. J. Cabannes et E. Darmois.

Lecuir (René), Ingénieur aux Laboratoires de la Société française Radioélectrique, 1, rue du Général Delanne à Neuilly (Seine), présenté par MM. M. Ponte et R. Warnecke.

N'Guyen Thienchi, Ingénieur, Chef de section aux Laboratoires de la Société française Radioélectrique, 32, boulevard du Montparnasse, Paris (14e), présenté par MM. M. Ponte et Warnecke.

Violet (Frédéric), Ingénieur, Chef de Laboratoires à la Société française Radioélectrique, 30, Boulevard Bourdon, à Neuilly (Seine), présenté par MM. M. Ponte et Warnecke.

Observatoire de Haute Provence, à Saint-Michel-l'Observatoire (Basses-Alpes), présenté par MM. J. Dufay et Ch. Fehrenbach.

Les communications suivantes ont été présentées au cours de la séance :

1° *Définition d'une singularité expérimentale. Application à la limite élastique des métaux*, par M. Pierre Vernotte.

2° *Image d'une fente en éclairage cohérent*, par M. P.-M. Duffieux.

1. Définition d'une singularité expérimentale. Application à la limite élastique des métaux;

par Pierre Vernotte.

C'est du caractère *analytique* d'une loi expérimentale qu'on déduit le mécanisme explicatif d'un phénomène; et c'est d'une *particularité* d'une courbe expérimentale qu'on déduit très souvent l'existence d'un phénomène *nouveau*. Si les mesures étaient parfaites, on n'aurait jamais à hésiter sur la nature d'une courbe expérimentale. Mais leur précision *limitée* atténue (et très vite, dès que l'impulsion croît un peu) les éléments caractéristiques, à tel point qu'on peut confondre, même sur un intervalle étendu, deux types analytiquement très distincts, et qu'on peut douter de l'existence d'une singularité. (La limitation de la précision peut tenirl rappelons-le, soit à l'insuffisante sensibilité de l'apparei) de mesure, soit à l'insuffisante reproductibilité des expériences.- La précision limitée entraîne donc, non seulement une incere titude quantitative, mais elle peut rendre incertaine l'*existence* qualitative d'un phénomène, ce qui donne un caractère éventuellement bien subjectif à la connaissance scientifique.

La recherche d'une singularité expérimentale peut donc être un problème très difficile, du fait que la précision ne dépasse pas le centième, là où il aurait fallu le cent-millième. On recherchera les méthodes donnant le moins d'insécurité, sans garder d'illusion sur leur défaut d'objectivité.

La singularité peut consister en l'apparition localisée de quelque chose de nouveau : courbe dont l'allure change brusquement, courbe dont les deux aspects distincts sont séparés par un domaine où les points sont très dispersés, courbe dont le changement d'allure est rendu moins brusque par une « loi de distribution »; elle peut consister aussi dans la superposition des lois relatives à deux phénomènes distincts (conduisant, par exemple, à une courbe à maximum); ou, simplement, dans un maximum de courbure assez accusé en une certaine région.

La distinction entre différents cas peut être fort subjective vu la précision trop limitée. On peut ne pas savoir distinguer entre une courbe qui décolle brusquement de l'axe des x, pour une valeur critique, et une courbe qui, de par sa nature analytique spéciale, rampe longtemps tout près de l'axe des x. On demandera à une *théorie*, tout au moins de première approximation, et dont le caractère non artificiel devra, dans l'état actuel des connaissances, *s'imposer*, d'indiquer si, à un certain moment, doit apparaître quelque chose de nouveau. On admettra alors le caractère singulier de la courbe expérimentale, même si la singularité est un peu diffuse. C'est ainsi qu'on acceptera la notion de seuil d'émission photoélectrique; mais, quoique la courbe d'apparition d'un signal thermique en un point présente un maximum de courbure extrêmement accusé, la théorie de la diffusion ne pouvant introduire une propriété bien caractérisée on renoncera à définir, pour le signal, un instant d'apparition, et, par suite, une vitesse de propagation.

Si la question est trop peu avancée pour qu'une théorie puisse être présentée, on s'appuiera alors sur le caractère éventuellement *invraisemblable* qu'il faudrait donner à la courbe expérimentale pour lui permettre encore, vu le degré limité de la précision, de traduire les faits sans avoir recours à une singularité. Par exemple, si l'on trouve, en l'absence de toute théorie, qu'il faudrait, x étant la grandeur mesurée, une loi en $e^{-\frac{a}{x}}$, ou en x^n, n étant grand, on sera fondé à préférer attribuer à la courbe une singularité, pour une certaine valeur ξ de x.

Les procédés pratiques pour mettre en évidence une singularité dépendent de la nature de chaque problème particulier.

En ce qui concerne la *limite élastique des métaux*, on la définissait souvent par le taux de contrainte à partir duquel le diagramme allongement-effort cessait d'être rectiligne; or, un tel diagramme peut être construit de plusieurs manières qui ne peuvent toutes conduire à une ligne droite; de sorte que le critère ne vaut rien, et, si la précision des mesures devenait de plus en plus grande, la limite élastique se rapprocherait de plus en plus de zéro. Et rien n'oblige en soi, d'ailleurs, le phénomène à être linéaire.

En admettant au contraire que le diagramme élastique puisse être *un peu* courbé, on cherchera à définir la limite élastique comme le taux de contrainte ξ pour lequel un *changement d'allure* se manifeste dans le diagramme.

Le commencement du diagramme définit la fonction, supposée parabolique, de l'effort x correspondant au domaine élastique. On la détermine commodément en en distrayant d'abord un terme linéaire le plus grand possible, puis appliquant géométriquement, par rapport à un pôle voisin de la parabole, à la parabole restante (dont l'équation peut d'ailleurs contenir encore un terme du premier degré) d'ordonnées suffisamment amplifiées, la transformation $P = \rho \cos^2 \theta$, indiquée déjà dans un cas particulier (*J. Phys.*, 1940, p. 36 S), et qui en fait un *cercle* aisément tracé au compas, au mieux à travers les points.

En retranchant du diagramme primitif cette fonction parabolique, on a ce qui peut être la courbe *non* élastique. On cherche à la représenter par une loi $A x^n$. Si la valeur nécessaire à donner à n est trop grande, on jugera la représentation $A x^n$ dénuée de *signification physique*, et on y verra la preuve provisoire qu'il faut admettre l'apparition d'un phénomène nouveau, à partir d'une limite élastique ξ, au voisinage de laquelle, puisqu'il s'agit d'un phénomène secondaire, l'ordonnée de la courbe non élastique serait proportionnelle à $(x - \xi)^2$. Pour avoir quelque précision, il faut utiliser un arc assez grand, qui risque de s'approcher beaucoup de la contrainte η connue, entraînant la *rupture*. On tiendra compte de la rupture en posant l'ordonnée proportionnelle à $(x - \xi)^2 : (x - \eta)$. En conséquence, en multipliant par $(x - \eta)$ l'ordonnée résiduelle non élastique, on aura des points qui seraient sur une parabole dont le sommet ξ sera déterminé par le diagramme *circulaire* sus-indiqué.

Nous avons appliqué ces considérations à différents alliages,

où la limite élastique était parfois bien *peu nette* (duralumin, alliage d'aluminium AP 33, acier inoxydable au chrome-manganèse, différents aciers au chrome-molybdène). Les valeurs de l'exposant n, allant de 6 à 20, ont été considérées comme inexplicables physiquement. La limite élastique, introduite, en conséquence, dans chaque cas, correspondait à des déformations permanentes douteuses et, en tous cas, extrêmement faibles. Elle dépendait peu de l'incertitude qui pourrait subsister sur la loi du domaine élastique, et sur la loi d'approche de l'effort de traction près de la rupture.

2. Image d'une fente en éclairage cohérent;

par P.-M. Duffieux,
Faculté des Sciences de Rennes.

En lumière monochromatique la vibration en chaque point du plan d'une pupille est définie par deux fonctions réelles : l'amplitude A (u, v) et la différence de phase, $\varphi(u, v)$, avec une vibration de référence. En posant

$$f(u, v) = A(u, v)\, e^{i\varphi(u,v)},$$

la vibration est entièrement représentée en tout point de la pupille par une seule fonction complexe $f(u, v)$. La figure de diffraction à l'infini de cette pupille peut être calculée à partir de cette fonction complexe. Une direction OM de propagation étant définie par les projections x et y sur OM de deux vecteurs unitaires portés par les axes O u et O v, la distribution de l'amplitude est donnée par l'intégrale

$$g(x, y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} f(u, v)\, e^{-i2\pi(ux+vy)}\, du\, dv.$$

Si nous voulons étudier une section transversale de la figure de diffraction, il nous suffira de faire y constant et de procéder à une première intégration réduisant la variable v. Nous serons ramenés à des fonctions d'une seule variable

$$g(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(u)\, e^{-i2\pi ux}\, du.$$

C'est l'équation bien connue qui définit la transformation de Fourier. Si l'on ne limite pas le champ de variation de x, elle entraîne la transformation réciproque

$$f(u) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(x)\, e^{+i2\pi ux}\, dx.$$

La réciprocité de la transformation est ici la forme que prend le principe du retour inverse de la lumière. Il est facile de montrer que l'hypothèse faite sur le domaine possible de x, correspond aux approximations des théories classiques.

Parmi les théorèmes relatifs à la transformation réciproque de Fourier, nous utiliserons le théorème de Perceval sous la forme suivante : soient deux distributions $g_1(x)$ et $g_2(x)$, ainsi que leurs deux transformées $f_1(u)$ et $f_2(u)$, si ξ désigne une variable d'intégration superposée à la variable u

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g_1(x) g_2(x)\, e^{i2\pi ux}\, dx$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} f_1(\xi) f_2(u-\xi)\, d\xi = F(u).$$

Ce théorème permet de traiter le problème de l'image d'un objet cohérent formée à travers un objectif ne laissant passer qu'une partie de la lumière qui en est issue. Dans ce cas $g_1(x)$ est pris identique à $g(x)$ et $g_2(x)$ représente la transparence de l'objectif : égale à 1 à l'intérieur de son diaphragme et à zéro en dehors. $f_1(u)$ représente, avec un choix convenable de coordonnée dans le plan image, l'image stigmatique parfaite de $f(u)$ objet. $f_2(u)$ représente la figure de diffraction normale de l'objectif formant l'image de $f(u)$ objet.

Des observations bien connues montrent que si $g_2(x)$ découpe certaines portions latérales de la figure de diffraction $g(x)$ de l'objet $f(u)$, son image F (u) se réduit a un liseré lumineux qui ressemble, en première approximation, à une image de son contour déformée par la diffraction normale à travers le diaphragme $g_2(x)$. En se fondant sur le théorème précédent on voit immédiatement qu'il faut pour cela que la portion utilisée de $g(x)$ soit assimilable à une distribution sinusoïdale. C'est bien ce qui se produit lorsque la pupille $f(u, v)$ est traversée par une onde plane. Les franges latérales de diffraction présentent des zéros périodiques et la répartition de l'amplitude y est de plus en plus sinusoïdale à mesure que l'on s'éloigne de la frange centrale.

Mais il n'y a là qu'une première approximation. Nous avons voulu voir les formes effectives d'image F (u) pour différentes positions du diaphragme g_2 dans la figure de diffraction $g(x)$. Le problème est facile à traiter par le calcul dans le cas où $f(u)$ et $g_2(x)$ sont deux fentes à bords parallèles. Lord Rayleigh a donné des formules utilisant les sinus et cosinus intégraux (Si et Ci). Les exemples calculés par lui se rapportent uniquement au cas théorique de g_2 limité d'un seul côté (foucaultage). Barneji a donné quelques croquis et calculs dans le cas où le milieu de $g(x)$ est occulté symétriquement (strioscopie). Van Cittert, au contraire, a calculé complètement quelques images de fente très fine pour le cas ou le centre de $g(x)$ passe, limité symétriquement de part et d'autre de la frange centrale. En réalité les tables connues des Si et Ci ne permettent pas davantage.

La figure de diffraction $g(x)$ d'une fente objet $f(u)$ peut être mise sous la forme

$$g = \frac{\sin N\pi}{N\pi},$$

N, proportionnel à x, étant ce que nous appelons l'ordre de ses points. Les tables de Si et Ci dont nous disposions sont très denses jusqu'à l'ordre 2 et trop lâches au delà de l'ordre 4. Par contre elles donnent 5 décimales. En utilisant diverses formules d'intrapolation, nous avons établi des tables donnant 3 décimales sûres jusqu'à l'ordre 26. La précision est largement suffisante.

Les limites du diaphragme g_2 sont fixées par deux valeurs de N : N_1 et N_2. Nous nous sommes surtout attaché aux cas où l'un ou les deux N ne dépassent pas quelques unités; cas particulièrement importants pour l'étude des fentes fines. Nous avons pu ainsi :

1° Prolonger les formes d'image de fente très fines de van Cittert et étudié la distribution autour d'elle de la lumière diffractée.

2° Dessiner les formes d'image de fentes non très fines dans le cas ou les deux N sont symétriques.

3° Étudier l'évolution de l'image lorsque g_2 ayant une largeur fixe se déplace du centre de la figure de diffraction vers ses franges latérales éloignées. En particulier nous avons étudié les déformations de cette image pendant que la frange centrale de $g(x)$ disparaît du diaphragme g_2. L'image, qui antérieurement était normale, est rapidement réduite à deux liserés correspondant aux bords de l'objet.

4° Dessiner exactement la frange noire observée par Barneji dans le cas du montage strioscopique, le centre seul de $g(x)$ étant occulté.

Nous avons vérifié expérimentalement toutes ces formes théoriques. Ce sont des formes compliquées et le contrôle par examen visuel, sans mesures photométriques, nous a paru suffisant. Ces observations ont été faites dans des conditions assez différentes de celles de Lord Rayleigh et Barneji. Les formes d'images calculées supposent toujours que l'amplitude $f(u)$ est constante en module et phase sur toute la largeur de la fente objet. Or il est hors de doute que module et phase

sont altérés au voisinage des lèvres de la fente. Supposons que l'on puisse fixer à un nombre n de longueurs d'onde la largeur de la zone marginale altérée. Il est facile de montrer sur les bases mathématiques antérieures que, pour les fentes non très petites, cette altération marginale n'altère la figure de diffraction $g(x)$ que pour les valeurs élevées de x supérieures à $\frac{1}{n}$. A l'intérieur d'une ouverture numérique $\frac{2}{n}$ symétrique par rapport à la frange centrale, la figure de diffraction de la fente doit donc rester conforme aux hypothèses simples des calculs et son image doit rester semblable aux formes calculées.

Or, Lord Rayleigh et Barneji ont utilisé des fentes $f(u)$ larges et des diaphragmes g_2 étroits, correspondant à des ouvertures numériques très petites. Ils n'ont pu ainsi que vérifier leurs calculs, même approximatifs, les détails fins des images étant au-dessous du pouvoir de résolution des optiques normales. Nous avons au contraire, pris $f(u)$ étroite et les diaphragmes g_2 larges, ce qui exigeait évidemment le prolongement des tables, mais nous plaçait dans des conditions confortables d'observation.

Les images de diaphragme g_2 symétrique du type de van Cittert ou du type de Barneji, que nous pu observer pour les valeurs de n supérieures à 60 sont toutes identiques aux formes calculées. Le déplacement du diaphragme g_2 vers les franges latérales éloignées de $g(x)$ nous a permis d'atteindre des valeurs plus élevées de x, c'est-à-dire des valeurs plus petites de n. C'est donc dans les images anormales, réduites aux liserés que nous avons pu constater des irrégularités de la figure de diffraction. Pour les valeurs de n inférieure à 30 l'intensité des liserés est anormale. Les liserés disparaissent pour n inférieur à 20 et l'image de la fente n'a plus dès lors aucune ressemblance avec ses formes calculées.

Il faut donc admettre que la largeur des zones marginales de la fente objet $f(u)$, troublée par le voisinage de la matière qui la limite, est de l'ordre d'une vingtaine de longueurs d'onde. Cela n'a rien d'étonnant, notre fente était une fente de spectrographe dont les lèvres, en acier inoxydable, travaillées optiquement, avaient 110 μ d'épaisseur, soit 200 longueurs d'onde. La réflexion, la diffusion de lumière cohérente par les facettes parallèles à la propagation expliquent la profondeur de la zone marginale troublée.

La lumière diffractée autour de l'image $F(u)$ en dehors de ses limites géométriques croît considérablement chaque fois que dans la figure de diffraction $g(x)$ l'amplitude aux limites du diaphragme g_2 est grande. La quantité et l'extension de lumière diffractée sont particulièrement grandes au moment ou l'un des bords du diaphragme g_2 coupe en son milieu la frange centrale de $g(x)$. Les formes d'images sont alors instables. Nous avons pu constater des divergences entre les formes calculées et observées et localiser leur origine dans la partie de la frange centrale coupée par le bord de g_2. Le milieu même de la frange centrale de diffraction de $f(u)$ présente donc des altérations qui ne peuvent guère consister qu'en altérations locales de la phase dues aux défauts des pièces optiques et du montage.

Ce travail a été fait en collaboration avec MM. Tirouflet, Guénoche et Lansraux, Étudiants à la Faculté des Sciences de Rennes. Le détail des calculs et observations sera publié dans les *Annales de Physique*.

AVIS.

Le Conseil de la Société française de Physique a décidé, dans sa séance du 16 décembre 1943 :

1° de faire procéder à l'élection de deux membres honoraires.

2° de faire élire huit nouveaux membres du Conseil en renouvellement de huit membres élus en 1937 et maintenus jusqu'ici en fonction.

Le vote aura lieu soit directement dans la séance du 21 janvier 1943, soit par correspondance d'après les indications fournies à chaque Sociétaire.

SECTION DE LYON.

RÉUNIONS DES 1er ET 2 JUILLET 1943 (*fin*).

8. — Dispositif électrolytique de concentration en eau lourde ;

par André Coche.

Le rendement de la séparation électrolytique de l'eau lourde dépend d'un certain nombre de facteurs : température, nature des électrodes, pertes par évaporation ou projections, densité de courant. Pour étudier ce rendement, on rappelle la définition du facteur de séparation

$$\alpha = \frac{\operatorname{Log} \frac{H}{H_0}}{\operatorname{Log} \frac{D}{D_0}},$$

H, H_0, D, D_0 quantités à l'instant considéré et initiales d'eau légère et d'eau lourde. Ce facteur est une fonction exponentielle de la température. Pour avoir un facteur de séparation grand (de 4 à 7), il faut refroidir le plus possible. A cet effet, nous avons utilisé comme électrodes des boîtes creuses de 4 mm d'épaisseur extérieure permettant un refroidissement par circulation interne d'eau.

Pour des raisons de commodité, nous avons utilisé le fer. Les cellules électrolytiques sont placées en série; il est donc nécessaire d'avoir un bac isolant. Il est réalisé avec une boîte de tôle à revêtement intérieur d'ébonite et qui porte des baguettes d'ébonite formant glissières dans lesquelles s'engagent les électrodes.

Les réductions sont faites au 1/6e, ce qui multiplie la concentration par 4. Les dosages de l'eau lourde ont été faits par la méthode du flotteur de MM. Perperot et Schacherl (*J. de Physique*, 1935, p. 319). Les résultats obtenus dépendent beaucoup de la matière première. Nous avons utilisé l'eau provenant des cellules électrolytiques de la Société des Produits azotés de Lannemezan qui contient de 6 à 7/1000e d'eau lourde. Pour avoir un demi-litre d'eau à 90 pour 100 de D_2O, il faudrait électrolyser 6 m³ d'eau, alors qu'en partant d'eau ayant une concentration moitié en D_2O, il faudrait électrolyser 18 m³, on a donc une très appréciable économie d'énergie électrique. Ces eaux résiduelles peuvent donc permettre d'obtenir assez rapidement de l'eau lourde.

9. Analogies magnétiques des grandeurs hydrodynamiques ;

par Noël Felici.

Ces analogies, qui s'étendent aux problèmes à trois dimensions, demeurent valables pour les forces et les énergies. Elles permettent de retrouver, par des considérations magnétiques simples, des propositions d'hydrodynamique apparemment autonomes (par exemple, le théorème de Kutta-Joukowski). Elles conduisent à imaginer des appareils permettant la mesure directe des forces appliquées aux obstacles dans un courant fluide.

Un exposé détaillé sera publié dans les *Cahiers de Physique*.

10. Nouvelles propriétés magnétiques des couches minces de fer ;

par Noël Felici.

Réalisation d'un nouveau dispositif permettant la formation et l'étude de couches minces de fer dans un bon vide. Les résultats obtenus sont en désaccord avec les observations antérieures. Le champ coercitif ne semble pas dépendre beaucoup de l'épaisseur, entre 10 et 100 mμ, mais il augmente considérablement par le recuit vers 200 à 400° C. L'aimantation rémanente et la saturation sont beaucoup plus faibles que dans le cas du métal massif; elles dépassent rarement la moitié de la valeur normale. Ces phénomènes peuvent s'expliquer partiellement par la résolution de la couche en gouttelettes. On a pu répéter l'expérience de Maurain montrant l'existence du champ moléculaire.

Un exposé détaillé sera publié dans les *Cahiers de Physique*.

11. Calcul de la distribution du potentiel entre électrodes d'un système à symétrie cylindrique ;

par Robert Duchon et Max Morand.

Le problème traité est le suivant :

Déterminer les surfaces équipotentielles d'un système de deux électrodes à symétrie cylindrique de l'un des types suivants :

1° deux cylindres coaxiaux identiques;

2° un plan et un cylindre de longueur finie, limité intérieurement par un plan;

3° un plan et un cylindre se raccordant avec un plan (condensateur troué).

On peut tenter de résoudre le problème dans ces trois cas soit rigoureusement, soit par approximation.

I. — Méthodes rigoureuses.

Déterminer le potentiel, c'est trouver une fonction d'un point M (r, z) de l'espace satisfaisant à l'équation

$$(1) \qquad \Delta V = \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial V}{\partial r} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0$$

et aux conditions aux limites suivantes : $V = V_1$ sur S_1; $V = V_2$ sur S_2 (S_1 et S_2 étant les surfaces des électrodes, V_1 et V_2 des constantes).

1° *Emploi des fonctions de Green.*

On construit une fonction harmonique de r et z, $v(r, z)$, solution de l'équation (1) et prenant les valeurs V_1 sur S_1 et V_2 sur S_2. L'on forme en même temps la fonction de Green [solution de l'équation (1) à singularité logarithmique en un point m_0 du domaine considéré et s'annulant sur la frontière de ce domaine], soit G.

Le potentiel en un point quelconque M (r, z) est donné par l'intégrale

$$V = -\frac{1}{4\pi}\int_S V_S \frac{dG}{dn}\, ds.$$

M. Pollaczek a pu déterminer les fonctions de Green $G(r_0, z_0)$ relatives aux surfaces S_1, S_2 des électrodes dans les cas 3° et 1°.

Le calcul correspondant a fait l'objet d'un article aux *Cahiers de Physique* encore sous presse. L'expression du potentiel dans les trois domaines I, II et III du condensateur troué a pour expression

$$V_{\rm I} = 1 - \frac{z}{l} + \sum_{\nu=1}^{\infty} b_\nu J_0\left(k_\nu \frac{r}{a}\right) \operatorname{Sh} k_\nu \frac{z}{a} + \sum_{n=1}^{n=\infty} c_n J_0\left(in\pi \frac{r}{a}\right) \sin\left(n\pi \frac{z}{a}\right);$$

$$V_{\rm II} = \sum_{\nu=1}^{\infty} b_\nu \operatorname{Sh}(k_\nu) J_0\left(\frac{r}{a} k_\nu\right) e^{-k_\nu\left(\frac{z}{a}-1\right)};$$

$$V_{\rm III} = \sum_{n=1}^{\infty} c_n \frac{J_0(in\pi)}{H_0^{(1)}(in\pi)} H_0^{(1)}\left(in\pi \frac{r}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi z}{a}\right) + 1 - \frac{z}{a};$$

avec

$$\lambda = \frac{l}{a} = 1; \qquad b_\nu = -\frac{2e^{-k_\nu} x_\nu}{k_\nu J'_0(k_\nu)};$$

$$c_n = (-1)^{n+1} n\pi^2 i H_0^{(1)}(in\pi) \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{1 - e^{2k_\nu}}{k_\nu^2 + n^2\pi^2} x_\nu;$$

$$a_{jk} = \pi^3 k_j (1 - e^{-2k_k}) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n^2 J_0(in\pi) i H_0^{(1)}(in\pi)}{(k_j^2 + n^2\pi^2)(k_k^2 + n^2\pi^2)};$$

$$x_\nu \text{ racine} \begin{cases} (1 - a_{11})x_1 - a_{1,2}x_2 - a_{1,3}x_3 - \ldots = \dfrac{1}{k_1}, \\ -a_{2,1}x_1 + (1 - a_{2,2})x_2 - a_{2,3}x_3 - \ldots = \dfrac{1}{k_2}, \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \end{cases}$$

2° *Emploi des fonctions de Bessel.*

On cherche une solution de l'équation (1) de la forme

$$V(r, z) = \theta_1(r)\theta_2(z).$$

Si l'on prend pour $\theta_2(z)$ une exponentielle complexe e^{imz}, la fonction $\theta_1(r)$ satisfait à l'équation différentielle

$$\theta''_1 + + \frac{1}{lr}\theta'_1 + m^2\theta_1 = 0,$$

qui est un cas particulier de l'équation de Bessel

$$y^n + \frac{1}{x}y^2 - \left(1 + \frac{p^2}{mx^2}\right) = 0,$$

où l'on fait $p = 0$. La solution générale de l'équation de Bessel

$$Z_p = AJ_p(ix) + BN_p(ix),$$

devient alors

$$Z_0 = C\, e^{imz} J_0(mir).$$

On détermine C de façon à satisfaire aux conditions aux limites. Il est indiqué de mettre le potentiel sous la forme d'une série de Fourier prenant les valeurs constantes 0 et 1 sur les surfaces des électrodes

$$V = \sum_{n=0}^{\infty} v_n J_0\left(\frac{2n+1}{a}\pi r i\right) \cos\left(\frac{2n+1}{a}\pi z\right).$$

Cette méthode a été utilisée pour le calcul des surfaces équipotentielles du condensateur troué, dont le cylindre est supposé de longueur finie. On a remplacé la condition rigoureuse $V = 1$ sur le plan raccordé au cylindre par la condition approchée

$$V = Pz + Q$$

sur le prolongement du cylindre, entre les deux plans.

Les résultats sont en accord avec la méthode rigoureuse de M. Pollaczek et avec celle des anneaux. On constate, néanmoins, une légère différence de position dans les surfaces équipotentielles.

II. — Méthode approchée.

Méthode des anneaux.

La méthode consiste à remplacer des surfaces électrisées par des lignes uniformément chargées, dont on détermine les densités linéaires de façon qu'elles admettent approximativement les mêmes surfaces équipotentielles que le système donné.

Nous avons appliqué cette méthode au calcul des surfaces équipotentielles de deux cylindres coaxiaux égaux, de rayon 0,9 R, de longueur 2 R, distants de 2 R. Ces cylindres ont été remplacés par deux groupes de cinq anneaux équidistants, placés symétriquement par rapport au plan médiateur du système et de rayon $R = 1$.

Le potentiel créé en un point $M(r, z)$ de l'espace par un anneau portant la charge $2\pi s$ a pour expression, en posant :

$$\frac{r}{R} = \rho; \qquad \frac{z}{R} = \zeta; \qquad u^2 = \frac{4\rho}{[(1+\rho)^2 + \zeta^2]};$$

$$U = \frac{2s}{\sqrt{\rho}}\, u F(u),$$

avec

$$F(u) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - u^2 \sin^2\theta}}.$$

On exprime que la surface de l'un des cylindres est sensiblement équipotentielle en écrivant que les anneaux y engendrent, en cinq points équidistants, des potentiels égaux. Si U_i^k, $U_i'^k$ désignent les potentiels créés en un point M (R, z) par deux anneaux symétriques, portant les charges symétriques s_i et $-s_i$, le potentiel correspondant a pour expression

$$V_k = s_i(U_i^k - U_i'^k) \qquad (i, k = 1, 2, 3, 4, 5).$$

Les cinq équations linéaires obtenues déterminent ainsi les cinq densités linéaires uniformes s_i, lorsqu'on se donne V.

On peut alors calculer, sans difficulté, le potentiel en un point quelconque de l'espace, pourvu qu'il ne soit pas trop voisin des anneaux eux-mêmes.

Cette méthode a été d'abord appliquée au calcul d'une anode cylindrique fermée par un plan.

Les quatre premiers anneaux avaient un rayon égal à celui du cylindre, et le cinquième, un rayon moitié moindre. On écrivait que le plan du fond et le cylindre de rayon 0,965 R étaient surfaces équipotentielles.

Les résultats expérimentaux ont été en bon accord avec le calcul.

Le Gérant : Maurice Blondin. 118828 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1943.